www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

3e JAARGANG NUMMER 10 OCTOBER 1938

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

TELEVISIE MET SCHIJF VOLGENS NIPKOW EN GEÏNTERLINIEERDE AFTASTING

door H. RINIA. 621.397.33

De reeds vroeger behandelde televisie-installatie voor filmoverdracht met behulp van een schijf volgens Nipkow is nu, ter verbetering van de beeldkwaliteit, voor geïnterliniëerde aftasting omgebouwd. Er wordt hier een beschrijving gegeven van de inrichting, waarmede de interliniëering wordt verkregen. Speciale aandacht moest worden besteed aan de synchronisatie. Om een goede interliniëering van de weergave te verzekeren, zijn de beeldsynchronisatiesignalen nu afgeleid van de schijf van Nipkow (in plaats van de filmmotor). Hierdoor werd een speciale synchronisatie noodig van de schijf van Nipkow met de film (dwz. met het net). De hiervoor gevonden oplossing, die een goede demping van eventueele schommelingen van het toerental oplevert, wordt nader beschreven.

In de vorige jaargang van dit tijdschrift [1]) is een televisie-installatie voor filmoverdracht beschreven, die met een schijf volgens Nipkow werkt. Het beeld werd hierbij in 405 lijnen verdeeld, die achtereenvolgens werden afgetast. Intusschen is deze installatie omgebouwd voor het verkrijgen van geïnterlinieerde beelden.

Bij geïnterlinieerde aftasting wordt het beeld, dat in $^1/_{25}$ sec wordt afgetast, wederom in 405 lijnen verdeeld. Het aftastende lichtpunt doorloopt echter eerst achtereenvolgens alle lijnen met bijv. even volgnummer, springt na aankomst op de helft van de lijn met volgnummer 406 (dat is dus de 203e lijn, die het doorloopt en eigenlijk al de 1e lijn van het volgende beeld) naar het midden van de 1e lijn terug, om dan alle lijnen met oneven volgnummer te doorloopen (*fig. 1*). Het voordeel van deze methode bestaat hierin, dat het weergegeven beeld minder flikkert: het effect is hetzelfde alsof we 50 volledige beelden per seconde in plaats van 25 hadden. Toch is de definitie van het beeld (fijnheid van het raster) dezelfde als in het geval van niet geïnterlinieerde beelden met 405 lijnen per beeld, zoodat de kwaliteit van het waargenomen beeld, waarvoor definitie èn flikkervrijheid van belang zijn, aanmerkelijk wordt verbeterd.

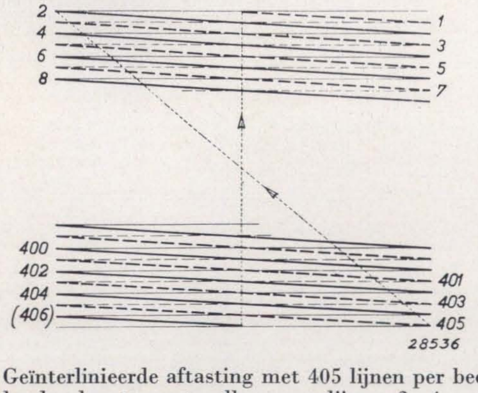


Fig. 1. Geïnterlinieerde aftasting met 405 lijnen per beeld. De lichtvlek doorloopt eerst alle even lijnen 2, 4, ... (dik, getrokken). Op de helft van de 406e lijn (dwz. de 1e lijn van het volgende beeld) aangekomen, springt ze terug naar dezelfde hoogte als bij het begin van de aftasting en doorloopt nu alle oneven lijnen, 1, 3, ... (dik, gestippeld), waarna ze weer met het begin van de 2e lijn begint. — De hier gegeven voorstelling is eenigszins vereenvoudigd. In werkelijkheid gebeurt nl. het terugspringen niet oneindig snel, maar beslaat een eindige tijd. Dit heeft echter geen invloed op de interlinieering, als maar het terugspringen steeds precies evenveel tijd in beslag neemt.

Geïnterlinieerde aftasting

Bij de geïnterlinieerde aftasting wordt, op dezelfde wijze als vroeger voor de niet-geïnterlinieerde aftasting is beschreven, de film continu voortbewogen, terwijl de langs de omtrek van de roteerende schijf van Nipkow aangebrachte gaten loodrecht op de bewegingsrichting van de film vóór deze passeeren. Aangezien de film in $^1/_{25}$ sec over de lengte van één beeld verder is gegleden, moeten er in deze tijd 405 gaten voor de film passeeren.

[1]) H. Rinia en C. Dorsman, Philips techn. T. **2**, 72, 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Dit is bereikt door de schijf van 81 gaten te voorzien en haar in $^1/_{25}$ seconde 5 omwentelingen te laten maken, dus 7500 omw/min.

Ter verduidelijking van de wijze, waarop de interlinieering wordt verkregen, is in *fig. 2* een

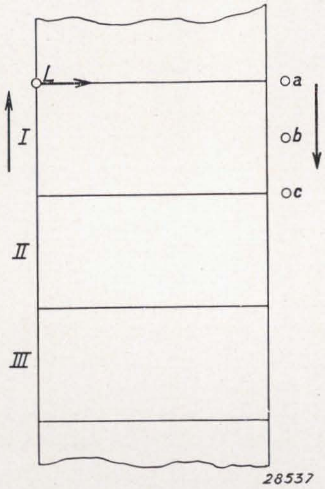


Fig. 2. Geïnterlinieerde aftasting van de film. De filmstrook beweegt in de richting van de linkerpijl. De lichtvlek *L* wordt door de dwars over het filmbeeld loopende gaatjes van de schijf van Nipkow geprojecteerd. De lichtvlek moet een verticale beweging gelijk en tegengesteld aan de filmbeweging krijgen (pijl rechts) en van de hoogte *c* telkens weer naar *a* terugspringen.

stukje van de filmstrook geteekend, met drie beeldjes. Het aftastende lichtpunt *L* (d.i. het punt, waarin de, door het juist passeerende gaatje tredende, lichtstraal de film treft) bevindt zich links aan de bovenrand van het filmbeeldje *I* ter hoogte *a*. Het gaat een bijna horizontale lijn naar rechts beschrijven; zoodra het de rand heeft bereikt, springt het weer naar links (feitelijk komt er een nieuwe lichtstraal, nl. door het volgende gaatje van de schijf), echter tengevolge van de inmiddels ingetreden verticale verschuiving van de filmstrook (in de richting van de linkerpijl) iets lager dan bij het begin van de eerste lijn. Hier begint de tweede lijn, enz. Wordt nu ook aan het lichtpunt, door een nader te beschrijven inrichting, een verticale beweging gegeven, tegengesteld en even groot als die van de film, dan komen de lijnen op de dubbele afstand van elkaar: na de eerste lijn wordt direct de derde beschreven. Na $^1/_{50}$ sec is de lichtvlek ter hoogte van *b* aangekomen, waar zich nu de bovenrand van het beeldje *II* bevindt. Nog $^1/_{50}$ sec later is het geheele beeldje *II* in $202^1/_2$ lijnen afgetast, de lichtvlek staat bij *c*, waar nu de bovenrand van beeldje *III* is aangekomen, terwijl de bovenrand van *II* bij *a* ligt. Indien op dit oogenblik het lichtpunt terugspringt naar *a*, wordt het beeldje *II* opnieuw afgetast. Het terugspringen van het lichtpunt naar de bovenkant van het beeld vindt plaats na precies $202^1/_2$ lijnen, dwz. op het oogenblik, dat het juist op het midden van een lijn staat. De filmstrook is dan ten opzichte van haar stand bij het begin van het aftasten van die lijn slechts over de lengte van de halve lijnenafstand verschoven. Dientengevolge liggen de lijnen van de tweede aftasting van het beeldje *II* precies in het midden tusschen de eerst afgetaste $202^1/_2$ lijnen. Ditzelfde herhaalt zich met ieder volgend filmbeeldje. Op deze manier is dus een geïnterlinieerde aftasting verwezenlijkt.

De verticale beweging van het lichtpunt wordt als volgt verkregen (*fig. 3*). De lichtstraal, die

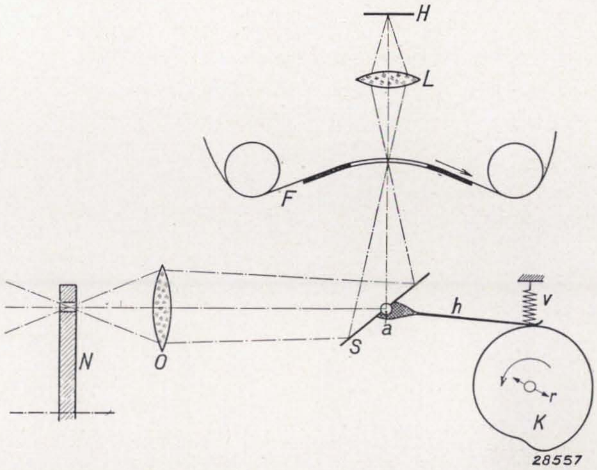


Fig. 3. Opstelling voor het verkrijgen van een geïnterlinieerde filmaftasting. *N* = schijf van Nipkow. *O* = lens, die de gaatjes van *N* scherp afbeeldt op de film *F*. Het spiegeltje *S* is om de as *a* (loodrecht op het vlak van teekening) draaibaar en verkrijgt een wippende beweging door de hefboom *h*, die door de veer *v* op de omtrek van de nokkenschijf *K* wordt gedrukt. De as van de schijf *K* kan met een zeer fijne stelschroef iets worden verschoven in de richting van de pijltjes *r*. Op deze manier wordt de amplitude van de beweging van het spiegeltje nauwkeurig ingesteld. De lens *L* beeldt de opening van de lens *O* af op de fotokathode *H* van de multiplicatorbuis, die de beeldsignalen versterkt.

door een gaatje in de schijf van Nipkow *N* treedt, valt door het objectief *O* op een spiegeltje *S* en wordt hier naar de film *F* teruggekaatst. Het spiegeltje kan draaien om een as *a*, die loodrecht staat op het vlak van de teekening en in het voorvlak van het spiegeltje ligt. Aan de spiegel is een hefboom *h* bevestigd, waarvan het uiteinde door een veer *v* op de nokkenschijf *K* wordt gedrukt. De nokkenschijf wordt door de filmmotor aangedreven en maakt één omwenteling in dezelfde tijd, waarin één filmbeeldje passeert, dus 1500 omw/min. De omtrek van de schijf *K* heeft een zoodanige vorm, dat de spiegel, en daarmee ook de gereflecteerde, het filmbeeld aftastende lichtstraal, juist de beweging krijgt, die boven werd beschreven. In *fig. 4* is de van de schijf „afgewikkelde" omtrek in principe weergegeven, dwz. de straal als functie

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

van de hoek uitgezet. De kromme stelt tevens de hoekverdraaiïng van de spiegel voor, en daarmee de hoogteverschuiving (fig. 2) van het aftastende lichtpunt, als functie van de tijd [2]). Men ziet, dat het lichtpunt tijdens het gedeelte *I* van één omwenteling van de schijf *K* gelijkmatig wordt verschoven, en tijdens het zeer korte gedeelte *II* naar de beginstand terugspringt. Dit terugspringen van het spiegeltje moet gebeuren in de tijd van het beeldsynchronisatie-signaal, dat tusschen twee opeenvolgende filmbeelden wordt uitgezonden (in deze tusschentijd immers zou een aftasting toch nutteloos zijn). Het beeldsynchronisatie-signaal beslaat echter slechts 0,002 sec. Om het spiegeltje in een zoo korte tijd terug te doen springen, zonder dat er zeer groote traagheidskrachten optreden, moest het traagheidsmoment van het spiegeltje, van zijn houder en vooral van de hefboom *h* zeer klein worden gemaakt: de spiegel is niet breeder dan

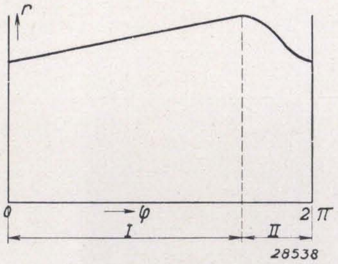


Fig. 4. Principiëele vorm van de „afwikkeling" van de omtrek van de nokkenschijf *K* (straal *r* als functie van de hoek φ). De afwikkeling geeft het verloop weer van de verschuiving van de lichtvlek op de film met de tijd. In het gedeelte *I* vindt het aftasten plaats, in het gedeelte *II* het terugspringen.

voor het heen- en weergaan van de aftastende lichtstraal juist noodig is, en de hefboom is kort gemaakt en zoo licht, als met het oog op de benoodigde stijfheid mogelijk is. De lengte van de hefboom kan men niet willekeurig klein maken, daar anders de toleranties van de nokkenschijf en haar lagers al te klein worden. In ons geval is de hefboom 32 mm lang, waarbij de toleranties $\pm$ 3 μ worden, en de versnelling aan het uiteinde van de hefboom 300 maal de versnelling van de zwaartekracht bedraagt. De massa van hefboom en spiegel samen, gereduceerd op het uiteinde van de hefboom, bedraagt slechts 0,5 gr. De vorm van de nokkenschijf in het gedeelte *II* van de kromme in fig. 4 is zoodanig, dat de hefboom gedurende de eerste helft van deze periode gelijkmatig wordt versneld en daarna evenzoo vertraagd. Dit is in *fig. 5* te zien (deze lijn is in wezen de tweede afgeleide van de kromme in fig. 4). Op deze wijze ontstaan er geen schokken en loopt het mechanisme vrij geruischloos. De veer *v* moet natuurlijk voldoende sterk zijn, opdat de hefboom nergens los komt van de nokkenschijf [3]).

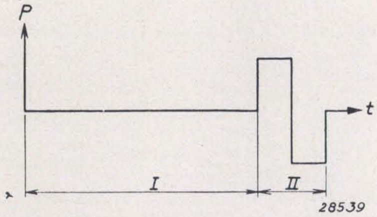


Fig. 5. Verloop van de traagheidskracht *P* op het uiteinde van de hefboom *h* tijdens één omwenteling van de nokkenschijf *K* (bij benadering is deze lijn de tweede afgeleide van de kromme in fig. 4).

Afbeelding op de fotokathode

De baan van de film *F* ter plaatse waar de beeldjes worden afgetast is een gedeelte van een cylindermantel, waarvan de as samenvalt met de as waarom het spiegeltje draait. Hierdoor blijft bij draaiïng van de spiegel de afbeelding van de lichtvlek op de film steeds scherp. Achter de film wordt het doorgelaten licht door de lens *L* verzameld en op de fotokathode *H* van de multiplicatorbuis geworpen, die de beeldsignalen versterkt. Het is van essentiëel belang, dat hierbij het beeld van de lichtvlek steeds op dezelfde punten van de fotokathode valt, zoodat bij wijze van spreken de fotokathode er niets van merkt, dat de aftastende lichtstraal voortdurend uit andere richtingen komt. De gevoeligheid van een fotokathode is nl. nooit over het geheele oppervlak constant, zoodat bij een verschuiving van de lichtvlek op de fotokathode tijdens het aftasten de evenredigheidsfactor tusschen film-doorlaatbaarheid en opgewekte signaalstroom niet voor alle punten van het beeld dezelfde zou zijn. Men kan een dergelijke verschuiving beletten door met de lens *L* de opening van de lens *O*, waar de helderheidsverdeeling onafhankelijk is van de straalrichting, op de fotokathode af te beelden, zoodat het beeld van één punt *P* van deze opening steeds op éénzelfde punt van de fotokathode valt. Bij de vroegere opstelling, zonder het wippende spiegeltje

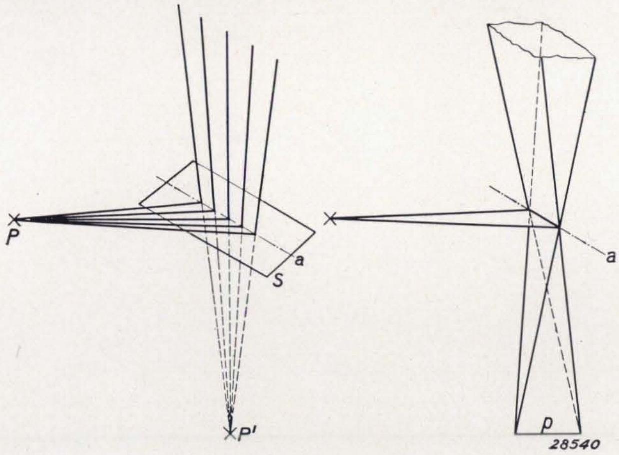
[2]) Dit geldt niet precies, aangezien het aanrakingspunt tusschen hefboom en nokkenschijf bij het op en neergaan van de hefboom een geringe zijdelingsche verschuiving ondervindt; bij de vormgeving van de nokkenschijf is hiermede rekening gehouden. De schijf heeft dus niet precies een omtrek als in fig. 4 is voorgesteld, maar een zoodanigen, dat juist de hoekverdraaiïng van de spiegel als functie van de tijd volgens fig. 4 verloopt.

[3]) Door de nokkenschijf een iets ingewikkelder vorm te geven, is het ook mogelijk, de filmbeeldjes bijv. afwisselend twee- en driemaal af te tasten. Bij 24 filmbeelden per seconde krijgt men dan precies 60 aftastingen per seconde. Dit is gewenscht voor landen als bijv. de Vereenigde Staten van Amerika, waar de netspanning een frequentie heeft van 60 per/sec (in plaats van 50 per/sec als bij ons). Door het synchroonloopen van aftasting en netspanning is men voor velerlei onaangename verschijnselen gevrijwaard.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

in de stralengang, was dit zonder meer te bereiken: De in één vlak gelegen, waaiervormige stralenbundel, die van het éene punt P uitgaat (dat de stralen achtereenvolgens in plaats van gelijktijdig optreden, doet er natuurlijk niet toe), is door een gewone sferische lens weer in één punt te concentreeren. Door het wippende spiegeltje krijgt echter de stralenbundel een andere gedaante. Dit is in *fig. 6* voorgesteld, waarbij eenvoudigheidshalve



a *b*

Fig. 6. De waaiervormige stralenbundel, die van een punt P van de opening der lens O (zie fig. 3) uitgaat, krijgt door de wippende spiegel S een veranderde vorm.
a) Bij een bepaalde stand van de spiegel wordt de horizontale waaier in een verticale veranderd.
b) Door de beweging van de spiegel wordt de verticale waaier om de as a heen en weer gedraaid, het spiegelpunt P' beschrijft een lijn p. De resulteerende bundel vernauwt zich tweemaal, in a en in p, tot een lijn.

voor het punt P het middelpunt van de opening der lens O is gekozen. In fig. 6*a* is een bepaalde stand van de spiegel aangenomen; door de reflectie wordt de horizontale „waaier" omgezet in een verticale „waaier" met het spiegelbeeld P' van het punt P als uitgangspunt. Het punt P' zouden we weer met een gewone lens op de fotokathode kunnen afbeelden. Door de wippende beweging van het spiegeltje om de as a krijgt echter de verticale „waaier" in zijn geheel een draaiende beweging om dezelfde as. Het uitgangspunt P' beschrijft hierbij bij benadering een lijn p, die in een vlak, loodrecht op a, ligt. De stralenbundel krijgt dus tenslotte de vorm van fig. 6*b*: hij vernauwt zich tweemaal tot een lijn, in a en p; beide lijnen staan loodrecht op elkaar. Voor elk ander punt van de opening van O verkrijgt men een dergelijke figuur, die slechts weinig van die voor het middelpunt P afwijkt.

Nu is het uit de elementaire optica bekend, dat door een astigmatische lens een punt niet wederom in één punt wordt afgebeeld, maar in twee achter elkaar gelegen, loodrecht op elkaar staande lijntjes. Aangezien men bij elke optische afbeelding de richting van de stralengang mag omkeeren, is het duidelijk, dat men een stralenbundel, die zich in twee achter elkaar gelegen, loodrecht op elkaar staande lijntjes vernauwt, dus de vorm heeft van fig. 6*b*, met behulp van een geschikte astigmatische lens in een bepaald punt kan afbeelden. Hiervan is dan ook in ons geval gebruik gemaakt. Het astigmatisme berust op de verschillende kromming van het oppervlak van een lens in twee richtingen loodrecht op elkaar. Een dergelijke lens is hier verkregen door combinatie van een sferische en een cylinderlens. Voor beide is een lens met aan één kant een vlakke begrenzing genomen. Door de beide vlakken op elkaar te plakken, zijn lichtverliezen door reflectie zooveel mogelijk vermeden.

Synchronisatie

Bij de overgang van de gewone aftasting tot de geïnterlinieerde aftasting moest bijzondere aandacht worden besteed aan de synchronisatie. We moeten hier onderscheid maken tusschen de interlinieering van de aftasting en van de weergave.

Interlinieering bij de aftasting

Om bij de aftasting een behoorlijke interlinieering te verkrijgen, dwz. het lijnenstel van de tweede aftasting van een beeldje steeds symmetrisch in de tusschenruimten der lijnen van de eerste aftasting te doen vallen, moet in de eerste plaats het wippen van het spiegeltje synchroon met het afwisselen van de filmbeeldjes geschieden. Dit is op mechanische wijze bereikt, doordat de film en de nokkenschijf door eenzelfde motor (een op het net aangesloten synchroonmotor van 3000 omw/min) worden aangedreven. Is de instelling eenmaal goed gekozen, dan vindt ook in het vervolg het terugspringen van het spiegeltje steeds op het goede oogenblik plaats. Bovendien moet echter de amplitude van de beweging van de aftastende lichtvlek, dus de afstand a-c in fig. 2, nauwkeurig gelijk zijn aan de afstand van overeenkomstige punten van twee opeenvolgende filmbeeldjes (de hoogte van een beeldje vermeerderd met de tusschenruimte tusschen twee beeldjes). Anders zou volgens de bij fig. 2 gegeven toelichting bij de eerste aftasting van een beeldje een ander stuk van het beeld worden afgetast dan bij de tweede, terwijl deze verschillende stukken op dezelfde plaatsen van het weergegeven beeld zouden komen te staan. Om aan de bovengenoemde voorwaarde steeds te kunnen voldoen, ook indien de hoogte van de filmbeeldjes eventueel door krimpen of rekken van de filmstrook als geheel

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

iets is veranderd, is de as van de nokkenschijf (zie fig. 3) verschuifbaar gemaakt: Met behulp van een zeer fijne stelschroef kan haar afstand tot de as van het spiegeltje iets gevariëerd worden. Hierdoor verandert men de effectieve lengte van de hefboom h en kan men dus de hoek, waarover het spiegeltje bij één omwenteling van de schijf K draait, nauwkeurig instellen.

Interlinieering bij de weergave; beeldsynchronisatie-signalen

Voor een goede interlinieering van de weergave is het noodzakelijk, dat de tijdstippen van de beeld-synchronisatie-signalen zeer nauwkeurig vastliggen ten opzichte van de lijnsynchronisatie-signalen: de lichtvlek op het fluorescentiescherm van de ontvanger moet op het moment van terugspringen om beurten precies aan het eind resp. in het midden van een lijn staan (zie fig. 1). Om een begrip te krijgen van de te stellen eischen, bedenke men, dat het aftasten van één lijn rond $^1/_{10000}$ sec duurt. Het tijdstip van het beeldsynchronisatie-signaal mag slechts schommelingen vertoonen, die klein zijn ten opzichte van deze tijd! Een afwijking van $^1/_{10}$ van de lijnlengte, dus $^1/_{100000}$ sec, maakt zich reeds door een asymmetrie in de ligging der twee lijnstellen bij de weergave merkbaar.

Aangezien de lijnsynchronisatie-signalen door de gaatjes van de schijf van Nipkow worden verkregen, zooals vroeger beschreven [1]), lag het voor de hand, de juiste onderlinge phase van lijn- en beeldsynchronisatie-signalen eenvoudig te verzekeren, door ook de beeldsychronisatie-signalen van de wentelende schijf af te leiden. Hiervoor dient de volgende inrichting, zie *fig.* 7. Op de as van de schijf van Nipkow is een schijf B_1 aangebracht, waaruit twee sectoren, ieder een hoek van 90° beslaande, diametraal tegenover elkaar zijn uitgesneden. Aan weerskanten van de schijf B_1 zijn opgesteld een lampje D_1 en een fotocel E_1. Het licht van het lampje wordt bij één omwenteling van de schijf tweemaal onderbroken, dus 250 maal per seconde; de lichtstroom I_1 op de fotocel heeft het in *fig. 8a* geteekende verloop. In serie met de fotocel E_1 is een tweede fotocel E_2 geschakeld, waarop licht van een lampje D_2 valt, dat door een schijf B_2 periodiek wordt onderbroken. Deze schijf wordt aangedreven door een kleine op het net aangesloten synchroonmotor S, die 3000 omw/min maakt. De schijf B_2 heeft slechts één opening, van zoodanige breedte, dat de doorgelaten lichtimpulsen iets langer duren dan de lichtimpulsen van de schijf B_1. De lichtstroom I_2 op de fotocel E_2 heeft het in fig. 8*b* geteekende verloop. In de stroomkring, waarin de twee fotocellen in serie zijn geschakeld, kan echter alleen een stroom loopen op oogenblikken, dat beide fotocellen worden belicht, hetgeen bij elke vijfde impuls van de lichtstroom op E_1 het geval is, fig. 8*c*. Zoo worden dus 50 impulsen per seconde verkregen, die, wegens de onveranderlijke stand der schijven N en B_1 ten opzichte van elkaar, steeds eenzelfde phase ten opzichte van de lijnsynchronisatie-signalen hebben. Deze impulsen worden als beeldsynchronisatie-signalen gebruikt.

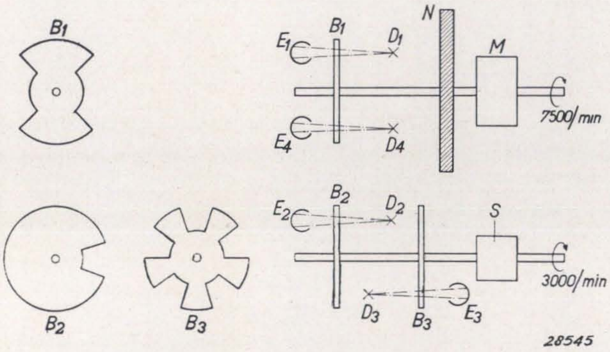


Fig. 7. Inrichting voor het verkrijgen der beeldsynchronisatie-signalen. M = collectormotor, die de schijf van Nipkow N aandrijft, S = synchroonmotortje, dat op het net is aangesloten. B_1, B_2 = sectorschijven, D_1, D_2 = lampjes, E_1, E_2 = fotocellen. De sectorschijf B_3 en de fotocellen E_3, E_4 met haar lampjes dienen voor het synchroniseeren van de schijf van Nipkow met het net, hetgeen op pag. 294 is beschreven.

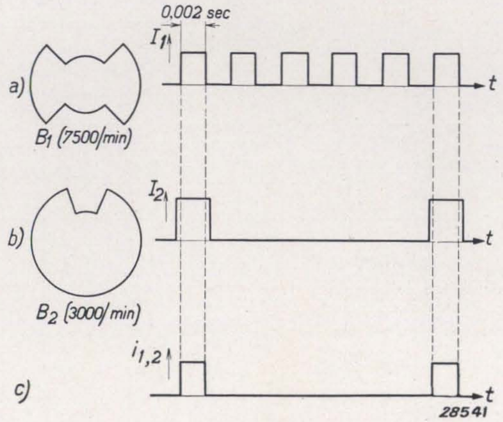


Fig. 8. Voortbrenging van de beeldsynchronisatie-signalen. Door de schijven B_1 en B_2 worden de lichtstroomen I_1 en I_2 op de in serie geschakelde fotocellen E_1 en E_2 (zie fig. 7) in het geteekende rhythme onderbroken: De lichtstroom I_1 bestaat uit 250 impulsen per seconde (a), de lichtstroom I_2 uit 50 (b). De resulteerende fotostroom $i_{1,2}$ bestaat uit 50 impulsen per seconde (c), van telkens 0,002 sec lengte. Deze impulsen worden als beeldsynchronisatie-signalen gebruikt.

Bij de vroegere installatie [1]) werden de beeld-synchronisatie-signalen verkregen door een vlinder op de as van de filmmotor, die het op een fotocel vallende licht in het gewenschte rhythme onderschepte. Deze inrichting is nu gebruikt voor het onderdrukken van het beeldsignaal in de tijd van het uitzenden van het beeldsynchronisatie-signaal.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

De impulsen van de fotostroom, die iets breeder zijn dan de beeldsynchronisatie-signalen, worden versterkt en toegevoerd aan een der platen van de multiplicatorbuis, die het beeldsignaal versterkt. Door een dergelijke, voldoend groote spanningsstoot aan één der platen wordt de secundaire emissie van die eene plaat opgeheven, daar er geen electronen meer op vallen; hierdoor wordt de versterking van de geheele multiplicator onmiddellijk nul [4]). Het beeldsignaal is dus tijdens de spanningsstoot onderdrukt, en de grootte van het beeldsynchronisatie-signaal is derhalve constant.

Synchronisatie van de schijf van Nipkow

Doordat nu de beeldsynchronisatie-signalen niet meer, zooals in de vroegere installatie, van de filmmotor, maar van de schijf van Nipkow zijn afgeleid, werd nog een speciale synchronisatie noodig tusschen de film en de schijf van Nipkow. Immers, om overeenstemming te verkrijgen tusschen het afgetaste en het weergegeven beeld, moeten de beeldsynchronisatie-signalen synchroon met het afwisselen van de filmbeeldjes optreden. Een afwijking van de juiste verhouding der toerentallen van filmmotor en schijf van Nipkow (eigenlijk schijf B_1, zie fig. 7) zou tot gevolg hebben, dat het weergegeven beeld niet stilstaat, maar over het beeldvlak loopt. De schijf van Nipkow moet dus synchroon loopen met de filmmotor, en wel zoodanig, dat ook geen noemenswaardige schommelingen van haar toerental om de gemiddelde waarde optreden, opdat het beeld niet in hinderlijke mate op en neer gaat [5]).

Het constant-houden van het toerental van de schijf van Nipkow, dat zooals reeds gezegd 7500 omw/min bedraagt, wordt daardoor bemoeilijkt, dat tengevolge van het groote traagheidsmoment van de schijf de eigenfrequentie, waarin het systeem kan slingeren, laag wordt (van de orde van 1 per/sec). De optredende slingeringen kunnen derhalve niet goed door een wervelstroomdemping in de aandrijvende motor worden onderdrukt, maar zouden moeten worden ondervangen door een voldoend sterke motor te gebruiken [6]). Afgezien van het feit, dat het gebruiken van een zeer zware motor niet bepaald een elegante oplossing van het probleem zou vormen, is dan echter ook het in-synchronisme-trekken van de asynchroon-aanloopende motor lastig.

Een zeer bevredigende oplossing werd op de volgende wijze verkregen. De as van de schijf van Nipkow N wordt aangedreven door een collectormotor. Aan weerskanten van de sectorschijf B_1 (fig. 7), die voor het opwekken der beeldsynchronisatie-signalen dient, is nog een tweede fotocel E_4 en lampje D_4 opgesteld. De lichtstroom I_4 op E_4 heeft weer de vorm van fig. 8*a*, met 250 impulsen per seconde, of 15000 per minuut (zie *fig. 9a*). Op

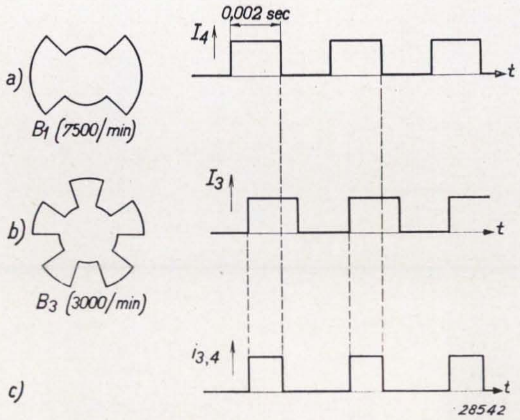


Fig. 9*a*) Tijdsverloop van de lichtstroom I_4, die op de fotocel E_4 valt en periodiek door de schijf B_1 wordt onderbroken.
b) Tijdsverloop van de lichtstroom I_3, die op de fotocel E_3 valt en periodiek door de schijf B_3 wordt onderbroken.
c) Tijdsverloop van de resulteerende fotostroom $i_{3,4}$, bij een bepaalde phaseverschuiving der schijven B_1 en B_3.

de as van het synchroonmotortje S (zie fig. 7) zit behalve de schijf B_2 nog een tweede schijf B_3, waaruit 5 sectoren zijn gesneden, zoodat het op de fotocel E_3 vallende licht in hetzelfde rhythme (15000 maal per minuut) wordt onderbroken als het licht op de fotocel E_4. De lichtstroom I_4 op de fotocel E_4 heeft het in fig. 9*b* geteekende verloop. De fotocellen E_3 en E_4 zijn wederom in serie geschakeld, er loopt een fotostroom alleen als beide tegelijk worden belicht. Er ontstaat een pulseerende gelijkstroom $i_{3,4}$ (fig. 9*c*), waarvan de gemiddelde sterkte klaarblijkelijk afhangt van de onderlinge phase der schijven B_1 en B_3. Door de stroom $i_{3,4}$ wordt nu de bekrachtiging van de collectormotor M, die de schijf van Nipkow aandrijft, als volgt geregeld (zie *fig. 10*). De pulseerende gelijkstroom, die door de condensator C_1 wordt vereffend, veroorzaakt een spanningsverval langs de weerstanden R_1 en R_3. Het spanningsverval langs R_3 komt via R_2 tusschen rooster en kathode van de

[4]) Het is een bijzonder gunstige eigenschap van de multiplicatorbuis, dat hierbij, tengevolge van het ontbreken van een ruststroom, geen extra spanningsstoot optreedt (in tegenstelling tot een gewone versterkerlamp).

[5]) Een geringe op en neer beweging van het beeld, zooals soms ook wel bij het beeld in een bioscoop optreedt, is niet storend.

[6]) Overigens zou men niet een gewone, op het net aangesloten synchroonmotor kunnen nemen, daar deze hoogstens 3000 omw/min maakt. Men zou een synchroon loopende omvormer van 50 op 125 per/sec moeten toepassen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

triode F te staan. De anodestroom hiervan veroorzaakt een spanningsverval langs de weerstand R_4. Deze spanning beïnvloedt het ontsteekmoment van een relaisbuis G, die de bekrachtigingsstroom

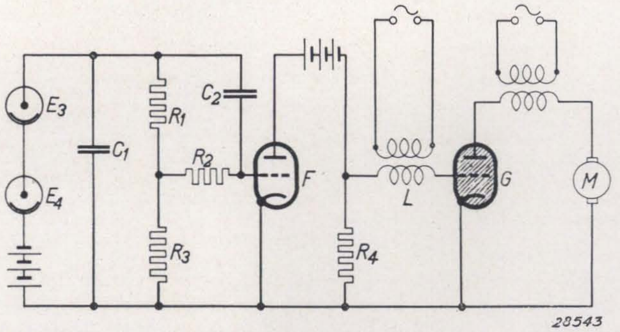


Fig. 10. Principeschema van de schakeling voor de synchronisatie van de schijf van Nipkow. E_3 en E_4 = fotocellen, C_1 = vereffeningscondensator voor de fotostroom $i_{3,4}$. De spanning aan R_3 wordt in de triode F versterkt. De spanning aan R_4 wordt toegevoerd aan het rooster van de relaisbuis G, die de bekrachtigingsstroom levert voor de motor M, die de schijf van Nipkow aandrijft. De transformator L voert een sinusvormige roostervoorspanning aan G toe. die 90° naijlt ten opzichte van de anodespanning. Door de weerstand R_2 en condensator C_2 verkrijgt de regelende fotostroom bij die frequentie, waarin het systeem kan slingeren, de voor een demping noodzakelijke vóórijling ten opzichte van de optredende afwijking van de schijf van het juiste toerental.

van de motor M levert (in werkelijkheid zijn voor de drie phasen van de voedende draaistroom drie relaisbuizen parallel geschakeld). Door de transformator L wordt aan het rooster van G een wisselspanning V_g toegevoerd, die 90° naijlt ten opzichte van de anodewisselspanning V_a (*fig. 11*). De anodestroom loopt alleen van het moment t_1 van het positief worden der roosterspanning tot het tijdstip t_2 van het negatief worden van de anodespanning. Wordt nu op de roosterspanning V_g een gelijkspanning (over de weerstand R_4) gesuperponeerd, dan schuift de kromme V_g in fig. 11 iets omhoog, en het tijdstip t_1 treedt iets vroeger in. De anodestroomstooten van G worden langer, dwz. de gemiddelde anodestroom, die de motor M bekrachtigt, wordt grooter, de motor gaat harder loopen. Door de grootte van de fotostroom $i_{3,4}$, dwz. de phase der schijven B_1 en B_3 in fig. 7 en 9, wordt dus de snelheid van de motor beïnvloed. Bij een bepaalde stand van de schijven B_1 en B_3 zal een beginnende vóórijling van de schijf van Nipkow een vermindering van de fotostroom $i_{3,4}$ en daarmede weer een verlangzamende invloed op de schijf tengevolge hebben. Toch zou zonder verdere maatregelen deze inrichting nog niet voldoende zijn om behalve een synchronisatie ook een onderdrukking van slingeringen te verkrijgen. Immers de synchroniseerende kracht is in phase met de optredende afwijking in de relatieve stand der schijven B_1 en B_3, waardoor, evenals in het geval van een slinger, waarbij de terugdrijvende kracht in phase is met de uitwijking, wèl de gemiddelde relatieve stand der schijven (dwz. het synchroon loopen; bij de slinger de ruststand) wordt vastgelegd, echter geen demping wordt verkregen. Voor deze laatste is bij de slinger een wrijvingskracht noodig, die steeds een kwartperiode voorijlt ten opzichte van de terugdrijvende zwaartekracht. Analoog hiermede moet ook bij onze synchronisatie-inrichting de synchroniseerende kracht een zekere voorijling krijgen ten opzichte van de afwijking van de juiste relatieve stand. Dit is op eenvoudige wijze bereikt door de condensator C_2 in fig. 10. Deze is zoo gedimensioneerd, dat de aan het rooster van F toegevoerde

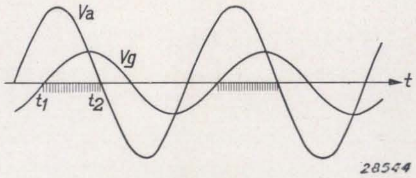


Fig. 11. De relaisbuis G (fig. 10) ontsteekt, zoodra de roosterspanning V_g positief wordt (tijdstip t_1) en dooft, wanneer de anodespanning V_a negatief wordt (tijdstip t_2). De buis brandt alleen in de gearceerd aangegeven tijdvakken. Wordt een gelijkspanning op V_g gesuperponeerd, dwz. schuift men de kromme V_g iets omhoog, dan treden de tijdstippen t_1 iets vroeger in, de gemiddelde anodestroom van de relaisbuis wordt grooter.

spanningsvariaties bij die frequentie, waarin de schijf van Nipkow kan slingeren, een zekere vóórijling krijgen ten opzichte van de variaties van de fotostroom $i_{3,4}$.

Inderdaad is op deze wijze een uitstekende demping en synchronisatie verkregen. Bij eventueele kleine veranderingen van de netfrequentie blijft door de werking van het synchroonmotortje S de schijf van Nipkow toch synchroon loopen met de, synchroon met het net aangedreven, film.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

DE „ROTALIX"-BUIS VOOR RÖNTGENDIAGNOSTIEK

door J. H. VAN DER TUUK.

621.386.1 : 616-073

Bij de röntgenbuizen voor de medische diagnostiek, waarbij bewegende organen (hart, longen, maag) gefotografeerd moeten worden, is een zeer hooge specifieke belastbaarheid van het focus gedurende zeer korte tijden van primair belang. In tegenstelling met de vroeger beschreven buis voor het onderzoek van kristalstructuren is hier met een intensieve koeling van de anode door stroomend water niet veel te bereiken. De specifieke belasting kan echter aanzienlijk verhoogd worden door de anode tijdens de opname te laten roteeren. De hiermede te bereiken verbetering en de wijze, waarop deze gedachte in de „Rotalix"-buizen is gerealiseerd, worden in dit artikel besproken.

Scherpte van het röntgenbeeld

Evenals in de gewone fotografie is ook voor de röntgenfotografie de beeldscherpte van essentiëel belang. Bij het medische röntgenonderzoek gaat het speciaal om het verkrijgen van scherpe beelden van bepaalde lichaamsdeelen of organen. Aan welke eischen moet nu de hiervoor te gebruiken röntgenbuis voldoen en hoe wordt zoo'n buis technisch gerealiseerd? De problemen liggen hier iets anders dan bij de onlangs in dit tijdschrift beschreven röntgenbuis voor het onderzoek van kristalstructuren.

Het is duidelijk, dat de grootte van het focus van de röntgenbuis een belangrijke rol speelt. Nemen wij eenvoudigheidshalve aan, dat het focus zich op $d = 1$ meter afstand van het af te beelden object bevindt; de afstand object-film zij $e = 10$ cm (*fig. 1*). De onscherpte, waarmede een punt van

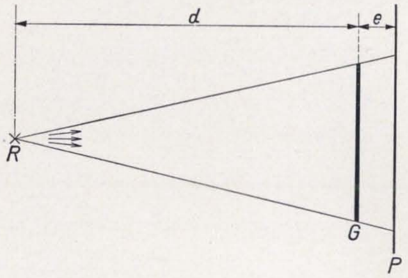


Fig. 1. Situatie bij het maken van een röntgenfoto. Het object G bevindt zich op een afstand d van het (vierkante) focus R. De afstand tusschen object en film P is e. Bij een oppervlak F van het focus wordt elk punt van het object als een schaduwvlekje afgebeeld van de breedte $e\sqrt{F}/d$ (geometrische onscherpte O_g).

het object in het schaduwbeeld op de film afgebeeld wordt, bedraagt dan 10% van de afmetingen van het focus; is het focus 3 mm breed, dan wordt een punt afgebeeld als een vlekje van 0,3 mm. Hieruit zou men concludeeren, dat de röntgenbuis met het kleinste focus het scherpste beeld geeft (bij bepaalde afstanden d en e; door d te vergrooten maakt men de geometrische onscherpte in ieder geval kleiner). Dit is inderdaad bij benadering het geval bij het fotografeeren van eenvoudige fracturen en algemeen bij het opnemen van stilstaande objecten.

Geheel anders wordt echter de situatie, als het af te beelden object zich gedurende de opname verplaatst, zooals bijv. bij hart-, long- en maagfoto's. Behalve de geometrische onscherpte van het beeld tengevolge van de eindige afmetingen van het focus speelt dan de zg. bewegingsonscherpte een rol. De snelst bewegende gedeelten van de long verplaatsen zich bijv. met 15 mm/sec [1]). De hierdoor veroorzaakte onscherpte van het beeld hangt af van de belichtingstijd en kan zeer aanzienlijk zijn. Teneinde de bewegingsonscherpte te beperken, moet men de benoodigde opnametijd zoo kort mogelijk maken, hetgeen beteekent, dat men bij een bepaalde belastbaarheid per cm² van het focus het oppervlak van het focus zou moeten vergrooten, om een grootere totale intensiteit te verkrijgen. Hier stuiten wij dus op twee tegenstrijdige eischen, die aan het focus gesteld worden: het focus moet klein zijn om de geometrische onscherpte (O_g) klein te houden, en het moet groot zijn om de bewegingsonscherpte (O_b) binnen zekere grenzen te kunnen houden. De totale onscherpte [2]) $O = O_g + O_b$ is nu zoo klein mogelijk, indien

$$O_g = 2\,O_b \quad \cdots\cdots\cdots \quad (1)$$

Dit is als volgt in te zien [3]): De bewegingsonscherpte O_b is bij de zeer kleine in aanmerking komende belichtingstijden t met deze evenredig: $O_b = a \cdot t$. De geometrische onscherpte O_g is evenredig met de lineaire afmetingen van het focus, dus met de wortel uit het oppervlak F van het focus: $O_g = b \cdot \sqrt{F}$. Dit vlak F is echter evenredig met de totale intensiteit van de röntgenstraling, dus omgekeerd evenredig met de noodige belichtingstijd t; derhalve is $O_g = c/\sqrt{t}$. De totale onscherpte $O = O_b + O_g = a \cdot t + c/\sqrt{t}$ bereikt een minimum voor het geval $a - (1/2\,t) \cdot c/\sqrt{t} = 0$, dus wanneer $c/\sqrt{t} = 2 \cdot a\,t$, d.i. de conditie (1).

[1]) H. Chantraine, Fortschr. Röntgenstr. **9**, 659, 1933.
[2]) De onscherpte van het beeld, veroorzaakt door het fotografische materiaal, laten we hier nog buiten beschouwing.
[3]) A. Bouwers, Acta Radiologica **12**, 175, 1931.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Bij een bepaalde opnametechniek en een bepaalde snelheid van het te fotografeeren object is, voor een gegeven afstand tusschen focus en object, door de vergelijking (1) de gunstigste grootte van het focus van de te gebruiken röntgenbuis vastgelegd. (Voor minder snel bewegende objecten is dan een kleiner focus in ieder geval nog gunstiger).

Indien wij de afstand d tusschen focus en object (fig. 1) wijzigen, dan verandert ook het optimale focusoppervlak. De bereikbare scherpte blijft echter dezelfde. Immers, kiezen we de afstand van het focus half zoo groot, dan zal weliswaar de totale intensiteit 4 maal zoo groot worden; om echter dezelfde geometrische onscherpte te krijgen, moeten we de afmetingen van het focus eveneens op de helft terugbrengen, waardoor de intensiteit van de röntgenstraling juist weer een factor 4 kleiner wordt, zoodat we tenslotte net niets gewonnen hebben.

Specifieke belastbaarheid

De beeldscherpte kan, voor zoover het de röntgenbuis betreft, volgens het bovenstaande alleen verbeterd worden door gelijktijdig het focusoppervlak te verkleinen èn de belichtingstijd te verkorten. Dit is mogelijk, indien we de belasting per cm² van het focus kunnen verhoogen. Aan deze specifieke belasting is echter een natuurlijke grens gesteld door de maximaal toelaatbare temperatuur van het focus. Evenals bij de vroeger beschreven röntgenbuis voor het structuuronderzoek [4]) doet zich dus hier het probleem voor, hoe de specifieke belasting zoo hoog mogelijk te maken zonder het focus te veel te verhitten. Toch is de daar gevonden oplossing: koeling met stroomend water, voor ons geval niet goed bruikbaar. De belichtingstijden bij het structuuronderzoek beslaan nl. steeds tenminste enkele minuten, terwijl wij bij de röntgenografie van bewegende organen dikwijls met belichtingstijden van slechts enkele honderdste seconden te maken hebben. De belasting heeft hier meer het karakter van een „explosie", en het is technisch niet mogelijk, de bij de gewenschte hooge specifieke belastingen in het focus ontwikkelde warmte zoo snel aan stroomend water over te dragen.

Wèl kan echter een verhooging van de specifieke belastbaarheid verkregen worden door de anode gedurende de opnametijd te laten roteeren. Immers dan komen achtereenvolgens steeds nieuwe, nog koude gedeelten van de anode onder de electronenstraal en elk punt wordt slechts gedurende een fractie van de geheele belichtingstijd belast. Dit idee is reeds vrij oud (Breton 1898 - 99), werd echter eerst in 1929 door Bouwers in een practisch bruikbare vorm verwezenlijkt [5]).

Bereikbare verbetering met roteerende anode

We willen nu nagaan, welke verbetering van de specifieke belastbaarheid met een roteerende anode theoretisch en practisch te bereiken is. Voor tijden $t < 0{,}04$ sec wordt (in het ons interesseerende temperatuurgebied) de temperatuurstijging $T - T_0$ aan het oppervlak van een belaste anode bij benadering weergegeven door

$$T - T_0 = AW\sqrt{t} \quad \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (2)$$

Hierin is W de specifieke belasting en A een constante, die van het warmtegeleidingsvermogen en de soortelijke warmte van het anodemateriaal afhangt. In plaats van de anode onder de electronenbundel door te draaien, stellen we ons eenvoudigheidshalve voor, dat het focus zich over een stilstaande anode verplaatst, hetgeen op hetzelfde neerkomt. Indien gedurende de opname het focus van de breedte f zich over een afstand $m \cdot f$ verplaatst, is de tijd, gedurende welke een bepaald punt van de anode belast wordt, m maal zoo klein. Volgens (2) wordt dan de temperatuurstijging aan het oppervlak $\sqrt{m}$ maal zoo klein, resp. wordt bij een $\sqrt{m}$ maal zoo groote specifieke belasting weer de oorspronkelijke temperatuurstijging verkregen. In *fig. 2* is dit verduidelijkt. Bij een stilstaande anode

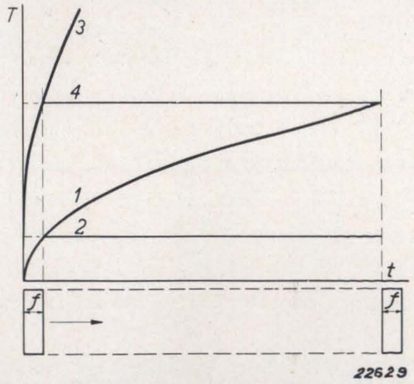


Fig. 2. Verloop van de temperatuur T in het focus tijdens de belasting. De begintemperatuur is eenvoudigheidshalve $T_0 = 0$ gesteld. Curve *1* en *3* bij stilstaande, curve *2* en *4* bij draaiende anode. De specifieke belasting is bij de curven *3* en *4* viermaal zoo groot als bij de curven *1* en *2*.

verloopt de temperatuur ter plaatse van het focus tijdens de belasting volgens de parabool *1* (zie verg. (2)). De lijn *2* geeft het verloop weer van de temperatuur bij een draaiende anode, bij dezelfde

[4]) J. E. de Graaf en W. J. Oosterkamp, Philips techn. T. **3**, 263, 1938.

[5]) A. Bouwers, Krongressheft Fortschr. Röntgenstr. **20**, 103, 1929.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

belasting en een zoodanige omwentelingssnelheid, dat de anode zich gedurende de belastingstijd over een afstand $16f$ verplaatst. Bij een $\sqrt{16} = 4$ maal zoo groote belasting (lijn *4*) wordt dan dezelfde maximale temperatuurstijging bereikt als bij de stilstaande anode. Is in het algemeen de verschuiving van de anode tijdens de belasting p^2 maal de focusbreedte, dan is de belastbaarheid een factor p verbeterd. Nu geldt

$$p^2 f = 2\pi r n t,$$

waarbij r de afstand van het midden van het focus tot de as van de anode is, n het toerental en t de belastingstijd. De theoretisch bereikbare verbeteringsfactor p van de specifieke belasting, bij overgang van stilstaande naar draaiende anode, wordt derhalve

$$p = \sqrt{2\pi r n t/f} \quad \cdots\cdots \quad (3)$$

Uit de afleiding van deze formule blijkt, dat zij alleen voor een beperkt gebied van belastingstijden t geldig is. Is t zoo klein, dat $mf \leqq f$, dwz. dat de anode tijdens de belasting minder dan één focusbreedte verschuift, dan wordt door het draaien van de anode geen verbetering bereikt; immers een meer of minder smalle strook van het focus is dan gedurende de geheele tijd t belast en de belastbaarheid is door deze gevaarlijkste strook beperkt, hetgeen op hetzelfde neerkomt, alsof het geheele focus gedurende de geheele tijd t belast ware (stilstaande anode). Voor kleinere belastingstijden dan die, waarbij $mf = 2\pi r n t = f$, dwz. voor $t \leqq f/2\pi r n$, geldt dus niet de formule (3), maar is p constant $= 1$.

Aan de andere kant geldt de formule (3), evenals (2) waaruit zij voortvloeit, alleen voor belichtingstijden $t < 0{,}04$ sec. Voor langere tijden gaat de temperatuurstijging bij een stilstaande anode minder snel dan met $\sqrt{t}$; derhalve neemt de verbeteringsfactor onder overigens gelijke omstandigheden met toenemende belichtingstijd hoe langer hoe minder toe en zou tenslotte tot een bepaalde hoogste waarde naderen. Bovendien passeert echter bij langere belichtingstijden, zoodra nl. $t > 1/n$, eenzelfde plek van de roteerende anode tijdens de geheele belasting meer dan éénmaal onder de electronenstraal. Bij de tweede keer, dat een plek aan de beurt komt, heeft hij van de eerste keer nog een zekere temperatuurverhooging overgehouden en dit geldt in steeds sterkere mate bij de volgende keeren; dientengevolge mag de belasting niet met de theoretische factor p, maar slechts met een kleinere verhoogd worden, wil men dezelfde maximale focustemperatuur bereiken. Er treedt derhalve zelfs een a f n a m e van de verbeteringsfactor p met toenemende belichtingstijd t op. Voor extreem lange belichtingstijden is p onafhankelijk van de tijd t; hij is dan door het materiaal, de vorm en de koeling van de anode bepaald.

Bij de practische uitvoering in de „Rotalix”-buizen, die we straks nader willen beschrijven, is $r = 2$ cm, $n = 2900$ omw/min, $f = 1{,}3$ mm. Uit verg. (3) volgt dan, dat de specifieke belasting bij de draaiende anode voor $t = 0{,}04$ sec ruim 13 maal zoo groot zou kunnen zijn als bij een stilstaande. Bij $n = 2900$ omw/min vinden er tijdens één belichting van 0,04 sec rond twee omwentelingen plaats, zoodat de werkelijke verbeteringsfactor kleiner is (de overgebleven temperatuurverhooging na één omwenteling is in het practische geval ongeveer 60°).

Bovendien moet men bij de anode van de „Rotalix”-buis om practische overwegingen (zie pag. 301) met een basistemperatuur $T_0 =$ ca. 450° C in plaats van de tot nu toe ondersteld e $T_0 = 0°$ C rekenen, waardoor eveneens de practisch bereikbare verbeteringsfactor kleiner wordt. Hij bedraagt ongeveer 8 à 9. In *fig. 3* is de gemeten verbeteringsfactor als functie van de tijd uitgezet. De onderste grens voor de geldigheid van formule (3) ligt in ons geval bij $t = 0{,}0002$ sec. Het theoretische

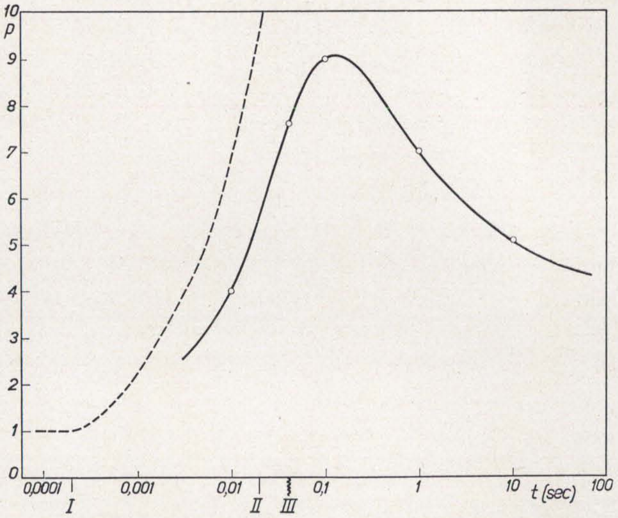


Fig. 3. Verloop van de bij overgang van stilstaande tot draaiende anode bereikte verbeteringsfactor p van de specifieke belasting als functie van de belichtingstijd t (t is logarithmisch uitgezet). Breedte van focus $f = 1{,}3$ mm, straal van anode $r = 2$ cm, toerental $n = 2900$ omw/min. Bij $t < 0{,}0002$ sec (links van *I*) wordt geen verbetering verkregen ($p = 1$). Voor $0{,}0002 < t < 0{,}02$ sec verloopt p theoretisch volgens de formule (3) (gestippeld geteekend). Voornamelijk tengevolge van de hoogere basistemperatuur van de anode bij langer bedrijf ligt de practisch te bereiken waarde (getrokken lijn) van p o n d e r de theoretische. Bij $t > 0{,}02$ sec (rechts van *II*) passeert eenzelfde plek van de anode tijdens de belichting meer dan éénmaal onder de electronenstraal. Tenslotte neemt bij $t > 0{,}04$ sec (rechts van *III*) de focustemperatuur bij stilstaande anode langzamer dan evenredig met $\sqrt{t}$ toe. Om deze beide redenen daalt de verbeteringsfactor bij grootere t, en nadert een van t onafhankelijke waarde.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

verloop van p volgens (3) is gestippeld aangegeven.

Men zou kunnen trachten de factor p nog op te voeren door de anode een grootere diameter ($2r$) en een grootere omwentelingssnelheid (n) te geven. Technisch zou dit wel te realiseeren zijn. Een dergelijke verbetering heeft echter op het oogenblik nog weinig zin. Met de verhooging van de specifieke focusbelasting wordt nl. alleen een vermindering van de geometrische onscherpte en de bewegingsonscherpte van het beeld verkregen. Er is nog een derde oorzaak van onscherpte, die inhaerent is aan het gebruikte fotografische materiaal (nl. de toegepaste fluorescentie-versterkingsschermen). Zoolang deze onscherpte onveranderd blijft, heeft het vanaf een bepaalde grens geen zin om de andere bijdragen tot de totale onscherpte verder te verkleinen. Deze grens is, bij het tegenwoordig beschikbare fotografische materiaal, met de bovengenoemde factor ongeveer bereikt.

In *fig. 4* is de verkregen verbetering van de specifieke belastbaarheid nog eens op andere wijze geïllustreerd: naast elkaar zijn afgebeeld een focus van een buis met stilstaande anode (a) en het aequivalente focus bij draaiende anode (b), beide belastbaar met ongeveer 20 kW gedurende 0,1 sec.

Fig. 4. Focus (in projectie, zie beneden) van een buis met stilstaande (a) en met draaiende (b) anode, beide belastbaar met ongeveer 20 kW gedurende 0,1 sec.

Vorm van het focus

In het in noot [4]) aangehaalde artikel is reeds uitvoerig uiteengezet, dat het focus, tengevolge van het niet-geldig-zijn van de wet van Lambert bij de emissie van röntgenstraling, bij schuine waarnemingsrichting een belangrijk grootere helderheid vertoont dan bij loodrechte. Hiervan is ook bij de „Rotalix”-buizen gebruik gemaakt. Deze hebben een zg. lijnfocus van de afmetingen $1{,}3 \times 5{,}2$ mm, waarbij de centrale straal van de nuttige stralenkegel een hoek van 15° met het anodeoppervlak maakt. In deze projectie verschijnt het focus als een vierkant van $1{,}3 \times 1{,}3$ mm en zou dan, wat totale röntgenintensiteit in deze richting betreft, bij stilstaande anode aequivalent zijn met een in loodrechte richting waargenomen rond focus van bijna 3,0 mm diameter. De veel kleinere schijnbare afmetingen van het lijnfocus zijn een belangrijk voordeel met het oog op de beeldscherpte. Voor een buis met een roteerende anode brengt echter het lijnfocus nog een extra voordeel mee. Immers, volgens verg. (3) is bij rotatie de verbeteringsfactor p evenredig met $\sqrt{n/f}$, dwz. een bepaald toerental haalt voor het lijnfocus van de breedte $f = 1{,}3$ mm hetzelfde uit als het dubbele toerental zou uithalen voor het ronde focus van de breedte (= diameter) $f = 3{,}0$ mm.

In *tabel I* is tenslotte de toelaatbare belasting van een „Rotalix”-buis, met een lijnfocus van 1,3 mm breedte, voor enkele belastingstijden aangegeven (bij gelijkspanning).

Tabel I

Belastingstijd in sec	Toelaatbare belasting in kW
0,01	24,5
0,04	23
0,1	20,5
1,0	11
10,0	6

Constructie van de „Rotalix”-buizen

In *fig. 5* is de constructie van een „Rotalix”-buis in principe weergegeven. Voor de algemeene

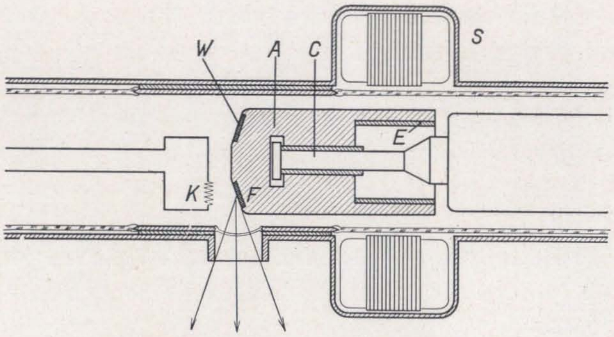


Fig. 5. Constructie van een „Rotalix”-buis (schematisch). De ontladingsruimte tusschen de kathode K en de anode A is geheel door metaal omgeven. De kathode is excentrisch in de buis aangebracht en zoodanig gebouwd, dat een lijnfocus F langs een mantellijn van het kegelvormige voorvlak van de anode ontstaat, waarop een wolfraamlaag W is aangebracht. De anode draait om de as C. Zij wordt naar de wijze van het anker van een inductiemotor aangedreven door een draaistroom in de statorwikkelingen S. De ijzeren veldring E trekt zooveel mogelijk krachtlijnen binnen het koper van de anode.

constructie (door metaal omgeven kleine ontladingsruimte, venster voor het uittreden der röntgenstralen, afscherming der onnoodige röntgenstralen door lood, beveiliging tegen hoogspanning door geaarde metalen mantel) kunnen we verwijzen naar de reeds beschreven röntgenbuis voor het onderzoek van kristalstructuren [4]), die dezelfde kenmerken vertoont. De anode A kan om de as C roteeren. De aandrijving geschiedt volgens het principe van een inductiemotor: de wikkelingen op de stator S worden met draaistroom gevoed, de koperen anode vormt zelf de in het vacuum draaiende rotor, waarop tengevolge van de geïnduceerde wervel-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

stroomen een koppel werkt. De ijzeren veldring *E* dient om zooveel mogelijk krachtlijnen door het koper te doen gaan. Voor hetzelfde doel is het interferricum tusschen stator en anode zoo klein mogelijk gemaakt. Daar de stator geaard is en de anode op hoogspanning staat, is door de afstand, noodig ter vermijding van doorslag, een grens gesteld aan de verkleining van het interferricum. De hoogspanning wordt via een sleepcontact aan de anode toegevoerd.

Het probleem van het smeren der lagers van de draaiende anode in de geëvacueerde buis is in de „Rotalix"-buizen opgelost door een speciaal vet als smeermiddel te gebruiken (een hoog destillatieproduct uit minerale olie) in combinatie met normale kogellagers. De dampdruk van dit vet bedraagt bij 150° C pas 10^{-6} mm. Er is speciale zorg voor gedragen, dat de lagers niet te warm worden, zoodat de dampdruk van het smeermiddel ook tijdens het bedrijf laag blijft. Bovendien is in de „Rotalix"-buis, evenals in alle „Metalix"-buizen, een getter toegepast [6]); deze is zoo aangebracht, dat hij niet blootgesteld is aan een eventueel bombardement door ionen en electronen, terwijl hij toch gemakkelijk door gassen en dampen, die ergens in de buis tijdens het bedrijf vrijkomen, bereikt kan worden. Dank zij deze maatregelen blijft de druk in de buis steeds minder dan 10^{-5} mm Hg.

Constructie van de anode

Het gunstigste materiaal voor de anode van een röntgenbuis is om verschillende redenen wolfraam. Dit geldt vooral voor de diagnostiek-buizen, die speciaal geconstrueerd zijn voor de röntgenfotografie van bewegende objecten, waarbij zooals we gezien hebben een hooge belastbaarheid gedurende korte tijden van primair belang is. De intensiteit van de röntgenstraling is evenredig met het atoomnummer en dit is bij wolfraam zeer hoog, nl. 74. Het smeltpunt van wolfraam is het hoogst van alle in aanmerking komende metalen; het ligt bij 3400° C. De dampdruk is klein, zoodat het materiaal gedurende korte tijd tot meer dan 2500° C verhit mag worden, zonder dat de dampdruk zich in de röntgenbuis storend merkbaar maakt. Het warmtegeleidingsvermogen bedraagt 40% van dat van koper, is dus heel behoorlijk. Aangezien echter voor de achter het focus gelegen gedeelten van de anode het hooge smeltpunt, de groote emissie van röntgenstraling, enz. van het wolfraam geen rol meer spelen, en daar alleen een zoo goed mogelijke warmtegeleiding naar achteren (loodrecht op het focusoppervlak) gewenscht is, kan men hiervoor met voordeel koper gebruiken. De anode bestaat daarom uit een massief koperblok, waarop ter plaatse van het focus een dun laagje wolfraam is aangebracht. Het focusoppervlak bereikt tijdens de zeer kortstondige belasting temperaturen van ongeveer 2500° C; de temperatuur van het grensoppervlak wolfraam-koper mag echter 1000° C niet overschrijden, daar het smeltpunt van koper reeds bij ca. 1080° C ligt. Bij een gegeven specifieke belasting hangt de gunstigste dikte van de wolfraamlaag derhalve van de belastingstijd af. Bij belastingstijden van de orde van 1 sec is de meest geschikte dikte ca. 1,5 mm, voor kortere tijden is zij aanzienlijk kleiner, bijv. slechts ongeveer 0,3 mm bij een belastingstijd van 0,04 sec.

Het is wel duidelijk, dat het materiaal van de anode heel wat te verantwoorden heeft tijdens de belasting. In de wolfraamlaag ontstaat op een afstand van 0,3 mm tusschen voor- en achterzijde een temperatuurverschil van ca. 1500°, waarbij het voorvlak op temperaturen van meer dan 2500°C komt. Daarbij komt nog het afwisselend heet en koud worden van het materiaal met als gevolg stuik- en krimpprocessen. Een plaatvormige wolfraamlaag bleek dit op de duur niet goed uit te houden. In de „Rotalix"-buizen is daarom de wolfraamlaag op de anode vervaardigd uit spiraalvormig opgewikkeld wolfraamband (met de as van de anode als as van de wikkeling) van 0,12 mm dikte en 0,3 mm breedte. De laag wordt 0,3 mm dik. Ook het koper van de anode moest, om het optreden van scheuren te vermijden, versterkt worden. Dit is bereikt door toepassing van het zoogenaamde „wolfraamhaar", bestaande uit een prop wolfraamdraad (elke draad 0,1 mm dik, 5 draden per mm^2), waarmede de diverse koperkristallen bij het gieten van het koperblok van de anode als het ware verankerd worden.

Koeling van de anode

De temperatuurverhooging van het massieve anodeblok tijdens één opname is vrij gering. Men kan dus een aantal foto's achter elkaar maken, zonder dat de anode als geheel belangrijk warmer wordt. Bij de vroegere uitvoeringen van de „Rotalix"-buis was derhalve geen speciale voorzorg getroffen voor een koeling van de anode. Het duurde dan vrij lang vóór een warm geworden anode weer geheel afgekoeld was, aangezien convectie en warmtegeleiding in de geëvacueerde buis niet meehelpen, zoodat de anode de opgehoopte warmte alleen door straling kwijt kan raken. De practijk maakte het echter noodig hierin verandering te brengen. De

[6]) J. H. van der Tuuk, Ned. T. Natuurk. **3**, 129, 1936.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

„Rotalix"-buis werd nl., tegen de oorspronkelijke bedoeling in, niet alleen voor het nemen van foto's van bewegende organen, maar ook van practisch

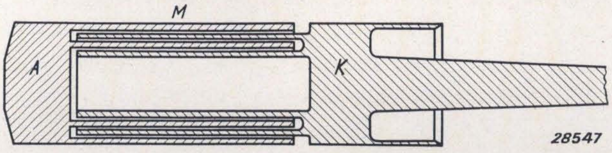


Fig. 6. De voor een continu gebruik noodzakelijke koeling van de in vacuum draaiende anode *A* vindt plaats door straling van de gezwarte mantels *M* op gelijksoortige mantels van de stilstaande steundop *K*.

niet bewegende objecten gebruikt; zelfs wordt er tegenwoordig veel mee doorgelicht. Om de buis ook voor een dergelijk continu gebruik geschikt te maken moest de anode gekoeld worden [7]).

Fig. 6 geeft een schematische voorstelling van de anode van een „Rotalix"-buis met koelsysteem [8]). Zooals reeds gezegd komt alleen warmteafvoer door straling in aanmerking. Derhalve is de straling zoo groot mogelijk gemaakt. Gezwarte mantels *M* van de draaiende anode *A* stralen de warmte op eveneens gezwarte mantels van de stilstaande steundop *K*. De per seconde overgedragen hoeveelheid warmte *Q* bedraagt dan volgens de wet van Stefan-Boltzmann

$$Q = c \cdot O \cdot \sigma \, (T_A^4 - T_K^4) \quad \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (4)$$

waar *c* de warmteoverdracht-coëfficiënt tusschen de mantels, *O* het totale oppervlak der mantels *M*, σ de stralingsconstante ($= 5{,}8 \cdot 10^{-12}$ watt cm^{-2} graad^{-4}) is, en T_A en T_K de absolute temperaturen van de anode resp. de steundop beteekenen. De coëfficiënt *c* is voor cylinderoppervlakken bij benadering $= z/(2 - z)$, indien *z* de zwartingscoëfficiënt beteekent. Het oppervlak der mantels *M* bedraagt bijv. 300 cm^2 en bij een gemakkelijk bereikbare waarde van de zwartingscoëfficiënt $z = 0{,}7$ wordt de coëfficiënt van de warmteoverdracht $c = 0{,}54$. Men kan rekenen dat de anode als geheel een basistemperatuur van ca. 450° C verkrijgt, terwijl de steundop *K*, die zijn warmte aan de lucht rondom de buis kan afgeven, bij intensief bedrijf een temperatuur van ca. 150° heeft [9]). Met deze cijfers berekent men uit (4), dat door de anode een vermogen van meer dan 200 W in continu bedrijf afgevoerd kan worden, een belasting, die hoogst zelden eenige uren achter elkaar in de röntgen-diagnostiek noodig is gebleken. De steundop, die de warmte door straling van de anode ontvangt, moet deze op zijn beurt kwijtraken, waarbij echter de noodzakelijke electrische

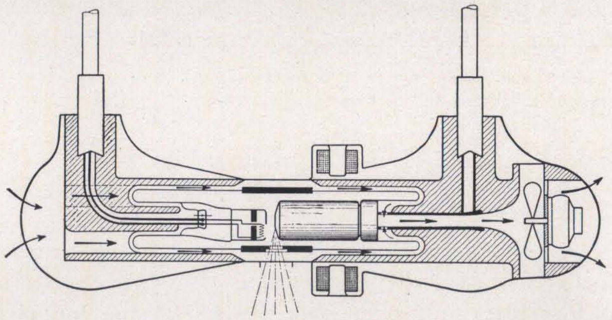


Fig. 8. De steundop *K* en de heele buis kunnen ook met behulp van een ventilator door circuleerende lucht gekoeld worden. Hierdoor kunnen, vooral indien men de isolatie tusschen buis en geaarde omhulling door hoogspannings-„Philite" bewerkstelligt, de afmetingen van de buis belangrijk kleiner gemaakt worden.

isolatie een hinderpaal vormt. De eenvoudigste oplossing is in *fig. 7* geschetst. Op de steundop is een gezwarte bolkoeler *B* gemonteerd, die door convectie in de omgevende lucht en gedeeltelijk ook door straling zijn warmte aan de geaarde omhulling van de geheele buis afgeeft. Wegens het vereischte groote oppervlak van de bolkoeler krijgt de buis dan vrij groote afmetingen. Men kan dit vermijden door de steundop en buis direct met circuleerende lucht te koelen, door middel van een ventilator. De verkleining van de afmetingen van de buis is dan alleen door de noodige isolatie-afstand tusschen de eigenlijke buis en de omhulling beperkt. Vult men de tusschenruimte met hoogspannings-„Philite", dat een veel hoogere doorslagspanning dan lucht heeft, dan kan men de geheele buis nog verder verkleinen. In *fig. 8* is een doorsnede van een op deze manier geïsoleerde buis met ventilator-

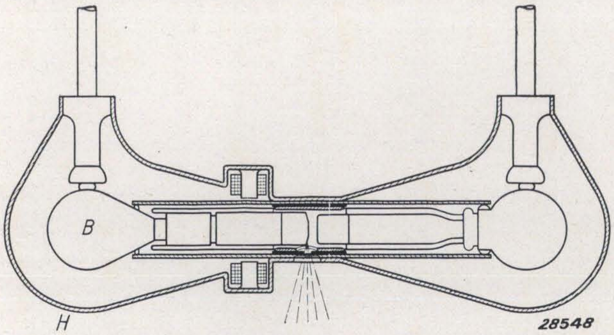


Fig. 7. Voor de koeling van de steundop *K* (zie fig. 6) is hierop een bolkoeler *B* aangebracht, die zijn warmte door convectie in de omgevende lucht en door straling aan de geaarde omhulling *H* van de buis afgeeft.

[7]) Bij het doorlichten behoeft de anode niet eens te draaien, want de daarbij voorkomende lage specifieke belasting kan het focus ook stilstaande uithouden.

[8]) A. Bouwers, Fortschr. Röntgenstr. **48,** 232, 1933.

[9]) Daar de straling met de temperatuur sterk toeneemt, lijkt het om constructieve redenen verleidelijk, de basistemperatuur T_A van het anodelichaam hooger te kiezen, om met een kleiner oppervlak uit te komen. Een hoogere basistemperatuur beteekent echter, zooals we boven gezien hebben, een lagere specifieke belastbaarheid, terwijl het juist er om begonnen is, deze zoo hoog mogelijk te maken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

koeling schematisch geteekend. *Fig. 9* geeft foto's van twee „Rotalix"-buizen, de onderste met bolkoelers volgens fig. 7, de bovenste met ventilatorkoeling volgens fig. 8.

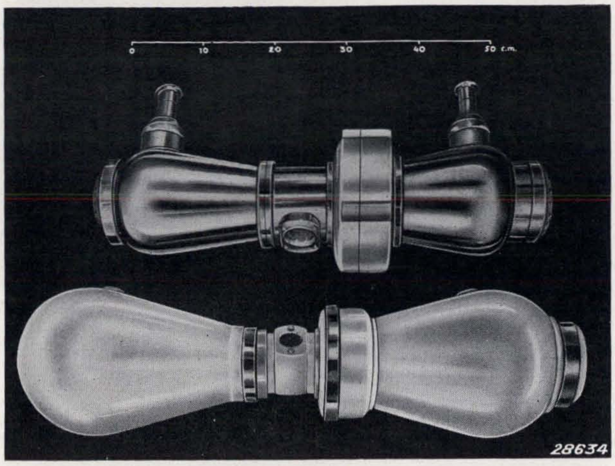
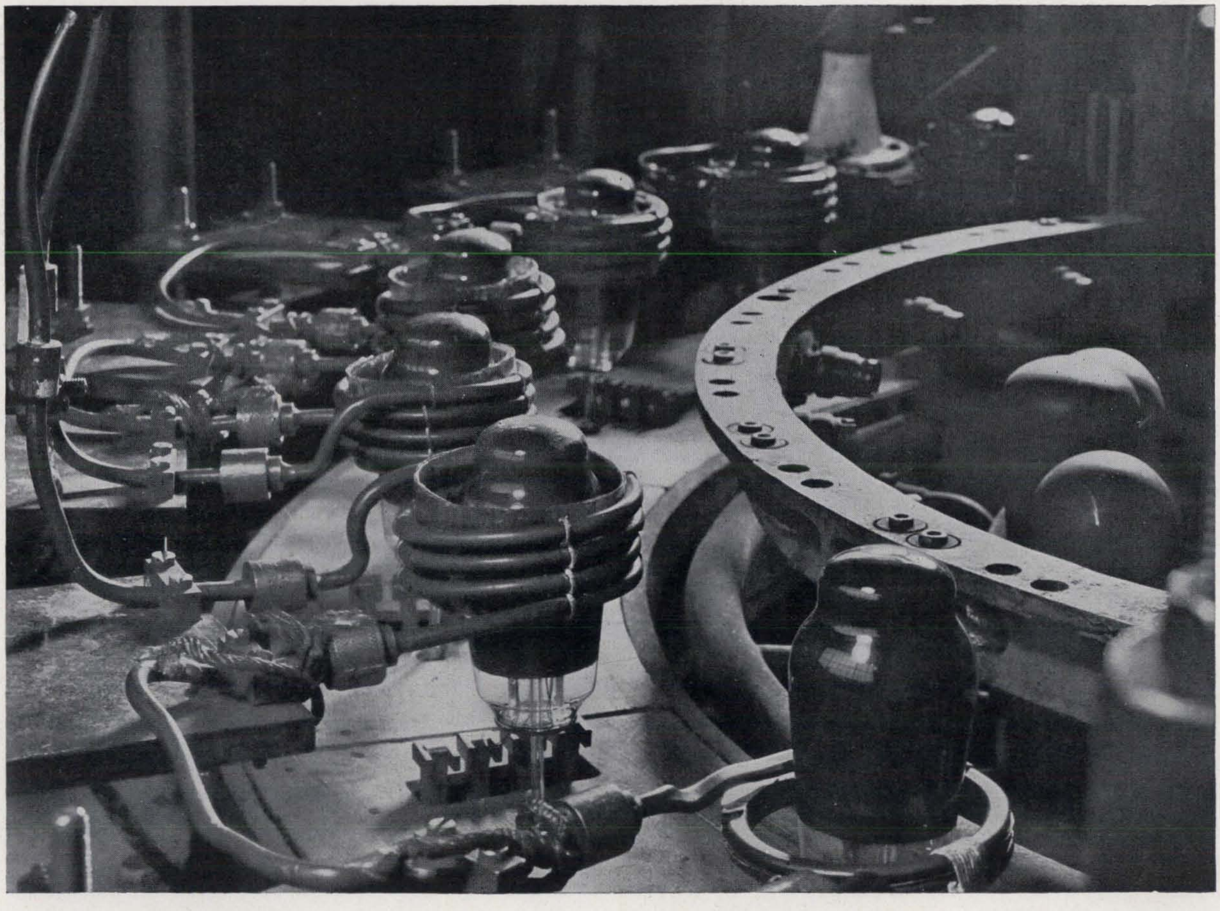


Fig. 9. Twee hoogspanningsveilige en stralenzekere „Rotalix"-buizen: de onderste met bolkoeler volgens fig. 7, de bovenste met ventilatie-koeling volgens fig. 8.

Door de groote massa van de anode (1200 gr) wordt de „Rotalix"-buis ook bijzonder geschikt voor een speciale toepassing, nl. de röntgen-cinematografie [10]). Hierbij worden bijv. gedurende 20 sec in elke seconde 12 opnamen gemaakt. De röntgenbuis blijft 20 sec achter elkaar belast met ruim 5 kW; de totale toegevoerde hoeveelheid warmte bedraagt dus ruim 100 kWsec ≈ 25 000 cal. Deze toegevoerde warmte veroorzaakt, bij een massa van 1200 gr en een soortelijke warmte van het koper van ongeveer 0,08, een temperatuurstijging van het geheele anodeblok van ongeveer 250 °C. De stralingskoeling van de anode maakt het mogelijk, dergelijke extreem zware belastingen met niet al te lange tusschenpoozen te herhalen.

[10]) van de Maele, J. belge Radiol. Nr. 137, 1935.

POMPINSTALLATIE VOOR RADIOBUIZEN



Radiobuizen worden ontgast door pompen en door verhitten met hoogfrequente stroomen, welke in de metalen deelen binnen de lampen geïnduceerd worden door om de lampen geplaatste watergekoelde spiralen. Deze spiralen gaan regelmatig op en neer, waarbij de lampen telkens er onder door draaien naar een volgende plaats. Op alle plaatsen wordt gepompt; de hoogfrequentieverhitting geschiedt slechts op enkele plaatsen en wordt op enkele andere plaatsen nog aangevuld met ontgassing door bombardement met electronen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

LICHTBUIGING AAN GELUIDSFILM

door J. F. SCHOUTEN.

534.44 : 535.42 : 778.534.45

De lichtbuigingsverschijnselen, welke met een strook geluidsfilm verkregen worden, zijn geschikt om het geluid te analyseeren. Wordt een zuiver sinusvormige trilling volgens het intensiteitssysteem op een film geregistreerd, dan levert het zoo verkregen rooster behalve de niet-afgebogen stralen slechts de spectra van de eerste orde. Indien de trilling hoogere harmonischen bevat treden ook buigingsspectra van hoogere orde op. De intensiteit van elke orde wordt bepaald door de amplitude van de bijbehoorende harmonische. Indien het geluid volgens het amplitudesysteem geregistreerd wordt, worden de buigingsverschijnselen ingewikkelder. Er ontstaat een tweedimensionaal buigingspatroon met twee assen van symmetrie. De intensiteitsverdeeling op de horizontale as van symmetrie, welke evenwijdig is met de symmetrie-as van het geluidsspoor op de film, komt overeen met het buigingsspectrum van de volgens het intensiteitssysteem geregistreerde film en is dus evenals dit buigingsspectrum geschikt om het geluid te analyseeren. In dit artikel wordt een aantal voorbeelden gegeven: sinusvormige toon, toon met tweede harmonische, toon met derde harmonische, spletenrooster, toon met frequentie-modulatie. Tenslotte wordt volgens de bovenstaande methode de frequentie-karakteristiek van een versterker bepaald.

Inleiding

In het algemeen is licht samengesteld uit straling van verschillende golflengten. Een normale gloeilamp bijv. zendt alle golflengten, waarvoor het oog gevoelig is, in een zekere, gelijkmatig van de golflengte afhangende mate, uit. Wij kunnen dit het beste zien door het licht te bekijken in een spectroscoop. Hierin worden de lichtsoorten van verschillende golflengten naast elkaar op een vlak geprojecteerd, zoodat men een onmiddellijke indruk van de spectrale samenstelling van het licht verkrijgt.

Bekijken wij bijv. zonlicht in een spectroscoop, dan zien wij in het continue spectrum donkere lijnen, de lijnen van Fraunhofer. Dit beteekent, dat zonlicht van de betreffende golflengten slechts in geringe mate aanwezig is. Bezien wij daarentegen een gasontladingslamp, bijvoorbeeld een natrium-, een kwik- of een neonlamp, in een spectroscoop, dan nemen wij in plaats van een continu spectrum slechts enkele gekleurde smalle lijnen op donkere achtergrond waar. Dit beteekent, dat dit licht slechts uit enkele bepaalde golflengtegebiedjes is samengesteld.

De aanwezigheid en de plaats van deze gebiedjes zouden wij ook globaal kunnen bepalen, door de lichtbron te bekijken door gekleurde filters. Deze ontleenen hun werking daaraan, dat zij bepaalde gebieden van het spectrum doorlaten en de overige gebieden absorbeeren. Wij kunnen nu onderzoeken, door welke filters de lichtbron wel, respectievelijk niet zichtbaar is. De spectroscoop echter, en dat is tenslotte haar principieele voordeel boven het gekleurde filter, levert de mogelijkheid een onmiddellijke indruk te verkrijgen van het aantal, de plaats, de sterkte en de uitgebreidheid van deze gebiedjes, dus van de spectrale samengesteldheid van het licht.

Bij het geluid doet zich hetzelfde probleem voor als bij de aethergolven. Ieder geluid kan men namelijk opvatten als te zijn samengesteld uit zuiver sinusvormige trillingen van verschillende frequentie, die ieder afzonderlijk een geluidsgewaarwording van verschillende toonhoogte en tezamen een geluidsgewaarwording van een zekere klank teweegbrengen.

Van de klanken, die ons in de practijk interesseeren, hebben de samenstellende frequenties gewoonlijk niet zulke continu verdeelde waarden, als dat bijv. bij het licht het geval is. Het ligt namelijk in het wezen van het ontstaan der tonen, dat de beweging van de geluidsbron zich periodiek herhaalt. Dit treedt het duidelijkst aan den dag, wanneer men het geluid met een kathodestraaloscillograaf opneemt. Hiermee verkrijgt men de grafische voorstelling van de uitwijking der trillende luchtdeeltjes als functie van de tijd. Men aanschouwt dan, als men de periode van de tijdas-spanning voldoende lang maakt, een langs de as zich periodiek herhalend trillingsbeeld van een zekere gedaante, die bijv. sinusvormig, kanteelvormig of zaagtandvormig is.

Van een zuiver periodieke, willekeurig gevormde trilling kan men bewijzen, dat deze is op te bouwen uit een sinusvormige grondtoon en sinusvormige boventonen van de dubbele frequentie, de drievoudige frequentie, enz. Het geluidsspectrum bestaat hier dus uit een aantal discrete frequenties, die geheele veelvouden van de grondfrequentie zijn.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

De klankgewaarwording van zulk een toon wordt bepaald door de relatieve sterkte van de grondtoon en de verschillende boventonen.

Het zal opvallen, dat wij bij de analyse van het licht steeds spraken over de samenstellende golflengten, bij het geluid steeds over de samenstellende frequenties. Dat komt wel op hetzelfde neer, omdat golflengte en frequentie door middel van de voortplantingssnelheid in elkaar zijn uit te drukken; het verschil in betiteling vindt grootendeels zijn oorzaak daarin, dat onze primaire notie van de spectrale samengesteldheid van het licht gegeven is door de daarmede te verkrijgen buigingsverschijnselen, waarbij de golflengte een beslissende rol speelt, terwijl ons de spectrale samengesteldheid van het geluid hoofdzakelijk bewust wordt door resonantieverschijnselen, waarbij de frequentie de beslissende factor is.

Gezien de diepgaande analogie tusschen de samengesteldheid van het licht en van het geluid ligt het voor de hand om te vragen, of niet de mogelijkheid bestaat, van het geluid een dergelijke onmiddellijke spectroscopische analyse te verkrijgen als van het licht. Hiervoor bestaan inderdaad apparaten, die echter wegens hun gecompliceerde bouw slechts geringe toepassing vinden. Men heeft zich daarom beholpen door uit de opgenomen oscillogrammen de samenstellende sinusoïdale componenten te berekenen met behulp van de Fourier-analyse. Dit is echter in het algemeen een vrij omslachtige werkwijze.

Toch is juist de vraag naar de spectrale samengesteldheid van klanken dikwijls een zeer dringende. Dit geldt voor de studie van de menschelijke stem en van de door muziekinstrumenten voortgebrachte klanken. Het geldt in het bijzonder in de technische acoustiek voor de studie van de vervorming, die door acoustische en electrische apparaten teweeggebracht kan worden. Deze vervorming komt daarin tot uiting, dat bij een zuiver sinusvormig ingangssignaal van bepaalde frequentie, in het uitgangssignaal ook boventonen optreden. Men behelpt zich bij het onderzoek van deze boventonen door met een electrisch filter van instelbare frequentie het geheele gebied af te zoeken. Hoeveel fraaier echter zou het zijn ook hier een onmiddellijke indruk van de spectrale samengesteldheid van het geluid te kunnen verkrijgen.

Volgens het oorspronkelijke idee van Brown [1]) kan men een onmiddelijk inzicht in deze spectrale samengesteldheid verkrijgen, wanneer men de tijdelijke periodiciteit van het geluid omzet in een ruimtelijke door het op te nemen op een geluidsfilm. Deze kan men dan nl. gebruiken als optisch buigingsrooster.

Wij zullen in dit artikel deze gedachte verder uitwerken en daarbij vooral de nadruk leggen op de diepgaande analogie, die tusschen het klankspectrum van een samengesteld geluid en het buigingsspectrum van een optisch rooster bestaat, een analogie, die haar uitdrukking vindt in de mathematische mogelijkheid der Fourier-analyse.

Het buigingsspectrum van een spletenrooster

Geluidsfilm bestaat uit een zwarte band, waarin een lichtdoorlatende strook is uitgespaard. Wij maken onderscheid tusschen het intensiteitssysteem en het amplitudesysteem. Bij het intensiteitssysteem wordt de breedte van de lichtdoorlatende strook constant gehouden en de doorlaatbaarheid evenredig met de amplitude van het op te nemen geluid veranderd. Bij het amplitudesysteem wordt de doorlaatbaarheid van de lichtdoorlatende strook constant gehouden, maar de breedte evenredig met de amplitude van het op te nemen geluid veranderd. Wordt een smalle lichtstreep loodrecht op de lengterichting op de film geworpen en de film in de lengterichting bewogen, dan zal de doorgelaten lichthoeveelheid bij beide systemen evenredig met de amplitude van het op de film geregistreerde geluid veranderen en dus weer in het oorspronkelijke geluid omgevormd kunnen worden.

Om het gedrag als buigingsrooster van een dergelijke strook geluidsfilm te kunnen begrijpen, moeten wij teruggrijpen naar de theorie der optische tralieroosters.

Wij onderstellen daartoe (*fig. 1*) het vlak van de filmstrook verticaal en de lengterichting horizontaal. Vervolgens (zie ook fig. 4) stellen wij ons voor, dat op deze strook een oneindig aantal aequidistante, zeer smalle lichtdoorlatende lijntjes van gelijke hoogte aangebracht is. Van dit zg. spletenrooster zullen wij nu het buigingsspectrum onderzoeken. Op de filmstrook moge een bundel evenwijdig, horizontaal licht vallen, die wij kunnen verkrijgen van een op groote afstand gelegen kleine lichtbron. Het licht, dat door de spleten valt, zal (*fig. 2*) in horizontale richting worden afgebogen [2]). De recht doorgaande stralen zullen alle in phase zijn en elkaar dus versterken. Wij kunnen verder ook een bepaalde hoek van afbuiging α vinden, waarbij de afgebogen straal van één spleet juist

1) D. Brown, Nature **140**, 1099, 1937.

2) Wij zullen ons in dit artikel uitsluitend met de afbuiging in horizontale richting bezighouden en de afbuiging in verticale richting niet nader onderzoeken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

een geheele golflengte voor resp. achter loopt bij die van de twee naburige spleten. Voor die hoek zullen de stralen, afkomstig van de verschillende spleten, wederom in phase zijn en dus elkaar evenzoo versterken.

Hetzelfde geldt voor iedere hoek van afbuiging, waarbij twee naburige stralen juist een phaseverschil van een geheel aantal golflengten hebben. Onder bepaalde hoeken zullen dus maxima in de doorgelaten intensiteit optreden. De voorwaarde voor het optreden van deze maxima is:

$$\sin \alpha_n = \frac{n\lambda}{l}, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \ldots \quad (1)$$

Hierin stelt λ de golflengte van het gebezigde licht, l de afstand der spleten voor.

Wordt achter de film een positieve lens geplaatst, dan zou, wanneer de filmstrook niet aanwezig was, in het brandvlak van deze lens het puntvormige beeld van de lichtbron gevormd worden. Door tusschenplaatsen van de filmstrook treedt nu inplaats van dit beeld een verticaal lijntje op, tengevolge van de lichtbuiging in verticale richting. Ter linker- en ter rechterzijde treden een aantal aequidistante, even sterke lijnen op, die wij naar spectroscopisch gebruik de 1e, 2e, 3e, enz. orde zullen noemen (fig. 4).

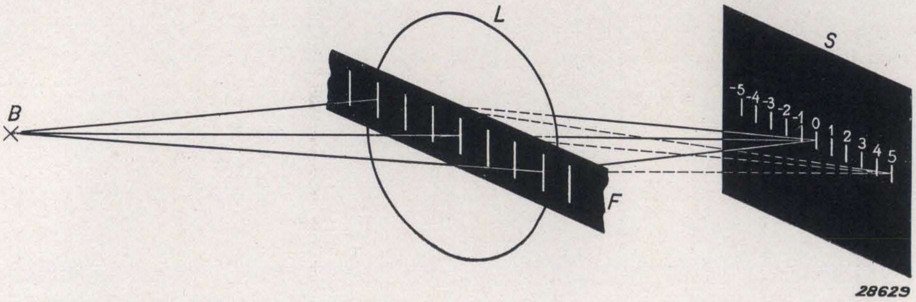


Fig. 1. Experimenteele opstelling voor het verkrijgen der buigingsspectra. Een puntvormige lichtbron B verlicht het filmstrookje F met nagenoeg evenwijdig monochromatisch licht. Op het scherm S in het beeldvlak van de lens L ziet men het buigingsspectrum. Het filmstrookje F heeft een aantal aequidistante, zeer smalle lichtdoorlatende spleten. Het spectrum bestaat nu uit een aantal aequidistante, verticale lijntjes.

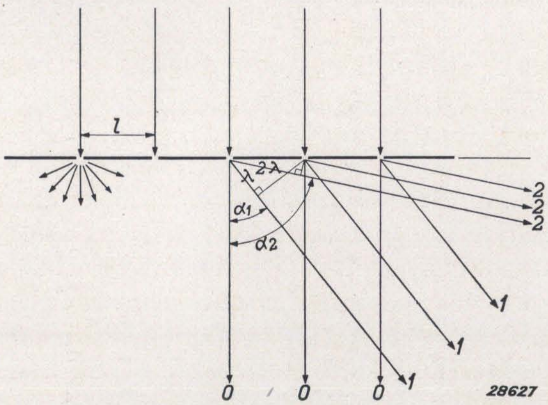


Fig. 2. Het ontstaan van het buigingsbeeld van een spletenrooster.
Links: De door de spleten tredende lichtstralen worden in horizontale richting alzijdig afgebogen.
Rechts: De stralen in een bepaalde richting, afkomstig van de verschillende spleten, interfereeren met elkaar. Dit heeft tengevolge, dat de resulteerende intensiteit slechts ongelijk nul is voor die richtingen, waarbij twee naburige stralen een gangverschil gelijk aan een geheel aantal golflengten hebben. In de figuur zijn de stralen van de nulde orde (geen gangverschil), de eerste orde (gangverschil λ) en de tweede orde (gangverschil 2λ) weergegeven.

Een enkel woord moge gezegd worden over de orde van grootte van de optredende hoeken van afbuiging. Bij de optische tralieroosters is l ongeveer 2 μ. Bij een golflengte van 0,6 μ wordt voor de eerste orde $\sin \alpha = 0{,}3$, dus α ongeveer 18 graden. Bij geluidsfilm is bij 300 Hz de lengte van één periode op de filmstrook $l = 1$ mm. Nu wordt dus $\sin \alpha = 0{,}0006$, dus $\alpha = 0{,}0006$ radiaal $= 2$ minuten. Wij mogen dan $\sin \alpha$ gevoeglijk vervangen door α en schrijven dus:

$$\alpha_n = \frac{n\lambda}{l}, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \ldots \quad (2)$$

Behoudens op de plaatsen der maxima moet de intensiteit in het buigingsspectrum overal nul zijn. Voor iedere hoek namelijk, welke niet voldoet aan (2), is bij iedere spleet van het oneindig voortloopende rooster steeds een andere spleet aan te wijzen, zoodanig dat de beide stralen juist in tegenphase zijn en elkaar dus zullen opheffen.

Het spectrum van een oneindig voortloopend ideaal spletenrooster bevat alle hoogere orden in even sterke mate.

Het buigingsspectrum van een sinusoïdaal intensiteitsrooster

Wij beschouwen nu een geluidsfilmstrook, waarop volgens het intensiteitssysteem een zuivere sinus is opgenomen. Hierbij is dus de breedte van de strook constant en de doorlaatbaarheid als functie van de plaats x op de film periodiek variabel. De

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

doorlaatbaarheid D zij gegeven door

$$D = a + b \cos \frac{2\pi x}{l}, \quad \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (3)$$

dus door een constante component a en een sinusoïdaal variabele component met amplitude b en periode l.

Van dit „rooster" hebben de aequidistante punten $x = 0$, $x = \pm l$, $x = \pm 2l$, enz., alle dezelfde doorlaatbaarheid $(a + b)$. Deze zijn tezamen als het in de vorige paragraaf beschreven spletenrooster te beschouwen. In het beeldvlak geve dit rooster voor alle orden de lichttrilling

$$(a + b) \sin 2\pi\nu t,$$

waarin ν de frequentie van het gebezigde licht voorstelt. (De amplitude is dus gelijk aan de doorlaatbaarheid gesteld.)

Op dezelfde wijze hebben de punten x, $x \pm l$, $x \pm 2l$, enz. alle dezelfde doorlaatbaarheid $a + b \cos 2\pi x/l$. Zij zijn derhalve eveneens als een spletenrooster te beschouwen, dat echter over een afstand x ten opzichte van het eerste rooster verschoven is. De hiervan onder de hoek α uitgaande stralen loopen een afstand αx, dus een phasehoek $2\pi\alpha x/\lambda$, vóór bij de eerste. Zij leveren dus als bijdrage tot de lichttrilling

$$(a + b \cos 2\pi x/l) \sin (2\pi\nu t + 2\pi\alpha x/\lambda),$$

of wel in verband met (2):

$$(a + b \cos 2\pi x/l) \sin (2\pi\nu t + 2\pi n x/l).$$

De totale lichttrilling M_n, welke door het geheele rooster in de n^e orde ontstaat, is dus:

$$M_n = \int_0^l \left(a + b \cos \frac{2\pi x}{l}\right) \sin \left(2\pi\nu t + \frac{2\pi n x}{l}\right) dx \quad \cdot \quad (4)$$

Op een constante factor na levert dit, wanneer wij $2\pi x/l = \varphi$ stellen:

$$M_n = \int_0^{2\pi} (a + b \cos \varphi) \sin (2\pi\nu t + n\varphi)\, d\varphi =$$

$$= a\int_0^{2\pi} \sin (2\pi\nu t + n\varphi)\, d\varphi + b\int_0^{2\pi} \cos \varphi \cdot \sin (2\pi\nu t + n\varphi)\, d\varphi. \quad (5)$$

De eerste integraal van (5) is nul voor alle waarden van n behalve voor $n = 0$ en levert dan

$$M_0 = 2\pi a \sin 2\pi\nu t \quad \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (6)$$

De tweede integraal van (5) kunnen wij als volgt schrijven:

$$\frac{b}{2}\int_0^{2\pi} \sin[2\pi\nu t + (n-1)\varphi]\, d\varphi +$$

$$+ \frac{b}{2}\int_0^{2\pi} \sin[2\pi\nu t + (n+1)\varphi]\, d\varphi.$$

Hiervan is de eerste integraal uitsluitend ongelijk nul voor $n = +1$ en levert dan

$$M_{+1} = \pi b \cdot \sin 2\pi\nu t, \quad \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (7)$$

terwijl de tweede integraal uitsluitend ongelijk nul is voor $n = -1$ en leidt tot

$$M_{-1} = \pi b \cdot \sin 2\pi\nu t \quad \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (8)$$

Wordt dus op de film het signaal $a + b \cos \varphi$ geregistreerd, dan zien wij in het spectrum in de nulde orde een lichttrilling optreden, waarvan de amplitude evenredig is met de gemiddelde waarde a van het signaal, en in de eerste orde rechts en links ($n = +1$ en -1) een lichttrilling, waarvan de amplitude evenredig is met de amplitude b van de sinusvormige variaties, terwijl alle hoogere orden ontbreken. De lichtintensiteit wordt hierbij evenevenredig met de kwadraten van resp. a en b.

Het is gemakkelijk te bewijzen, dat, wanneer het geregistreerde geluid niet uit één doch uit verschillende zuivere tonen bestaat, in het buigingsspectrum ook meerdere lijnen zullen optreden, waarvan de plaats weer bepaald wordt door de frequentie, en de intensiteit door de amplitude van de betreffende tonen. *Het buigingsspectrum van een volgens het intensiteitssysteem geregistreerde strook geluidsfilm levert dus exact de Fourier-analyse van het op de filmstrook opgenomen geluid.*

Dit is in wezen een bekende stelling uit de theorie der optische roosters, die nu echter in een bijzonder licht komt te staan door haar interpretatie voor de studie van het geluid. Bij de optische roosters stellen wij ons ten doel uit het spectrum de spectrale analyse van het licht af te leiden. De eigenschappen van het buigingsrooster interesseeren ons daar dus slechts in zooverre, als zij de hoogst bereikbare nauwkeurigheid kunnen beïnvloeden. Bij het gebruik van geluidsfilm als optisch rooster stellen wij ons daarentegen ten doel uit het buigingsspectrum de eigenschappen van het rooster af te leiden. Het is nu dus juist de spectrale samengesteldheid van het licht, die als storende factor kan optreden, omdat volgens (2) de plaats der maxima een functie is van de gebezigde golflengte. Alle opnamen zijn daarom met monochromatisch licht (groene kwiklijn $\lambda = 5461$ Å) verricht.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Bij een volgens het amplitudesysteem geregistreerde geluidsfilm treden buigingsverschijnselen op, die veel gecompliceerder zijn dan bij een volgens het intensiteitssysteem geregistreerde geluidsfilm [3]):

In de meeste gevallen verkrijgt men een tweedimensionaal symmetrisch patroon, zooals in *fig. 3* is weergegeven voor verschillende geluidssporen. Zelfs wanneer een zuivere sinus op de film geregistreerd wordt, treden in het spectrum alle hoogere orden op. Op de horizontale as van symmetrie echter geldt dezelfde stelling, die wij voor de volgens het intensiteitssysteem geregistreerde film afleidden.

In fig. 3*a* is de tienvoudige vergrooting van een vrijwel zuiver sinusvormig geluidsspoor weergegeven en het daarmede verkregen buigingsbeeld. Men ziet, hoe op de horizontale as behalve de nulde en eerste orde slechts een zeer zwakke derde orde zichtbaar is. Fig. 3*b* heeft betrekking op een geluidsspoor met sterke tweede en zwakke derde harmonische en fig. 3*c* op een geluidsspoor met vrijwel uitsluitend derde harmonische.

Op deze wijze is het mogelijk, het spectrum van periodieke verschijnselen te analyseeren. Wij willen in het volgende enkele karakteristieke voorbeelden bespreken en tenslotte overgaan tot een speciale toepassing: de bepaling van de frequentie-karakteristiek van een systeem.

Het spectrum van een periodiek herhaalde impuls

Wij hebben de hierboven geformuleerde stelling afgeleid uit het eenvoudig te begrijpen spectrum van een spletenrooster. Wij kunnen nu omgekeerd met behulp van deze stelling de Fourier-analyse van het spletenrooster (in de acoustiek: een periodiek herhaalde impuls) experimenteel uitvoeren. Zooals wij reeds eerder opmerkten, hebben in het buigingsspectrum van een spletenrooster alle orden dezelfde intensiteit. In de Fourier-analyse van een periodiek herhaalde impuls komen dus alle boventonen met gelijke amplitude voor. Zooals *fig. 4* echter doet zien, worden de hoogere orden bij een werkelijke uitvoering van de proef allengs zwakker. Dit vindt nu, vanuit het standpunt der Fourier-analyse, een eenvoudige verklaring. De spleten immers zijn niet oneindig smal, doch hebben een zekere, zij het geringe, breedte. Dit uit zich bij de Fourier-analyse daarin, dat de sterkte der boventonen met toenemende orde allengs afneemt, door nul gaat, en zich vervolgens periodiek wijzigt. De eerste vermindering komt in fig. 4 duidelijk tot uiting.

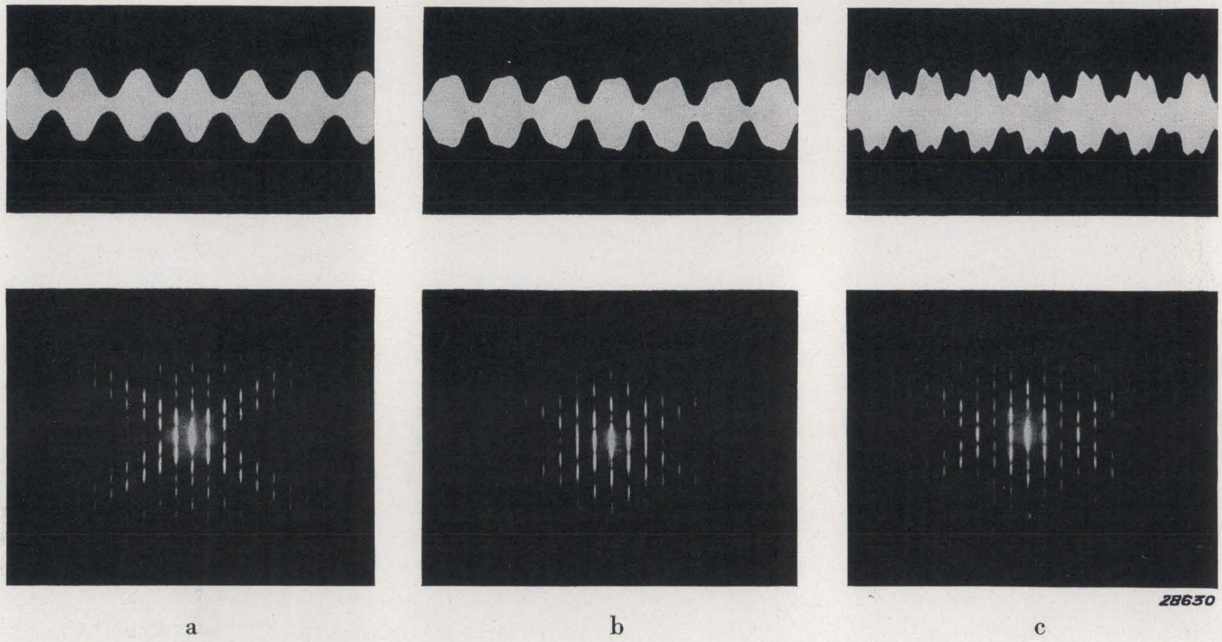


Fig. 3. Harmonische analyse van geluid, dat op een filmstrook geregistreerd is, door middel van buigingsbeelden.
Boven: de gebezigde filmstrooken (tienvoudig vergroot).
Beneden: het bijbehoorende buigingsbeeld.
a) Bijna zuiver sinusvormige trilling. Op de horizontale symmetrie-as van het buigingsbeeld verschijnen behoudens een zwakke derde orde uitsluitend de nulde en eerste orde.
b) Grondtoon met sterke tweede en zwakke derde harmonische.
c) Grondtoon met sterke derde harmonische. De tweede harmonische ontbreekt.

[3]) J. F. Schouten, Nature **141**, 914, 1938.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

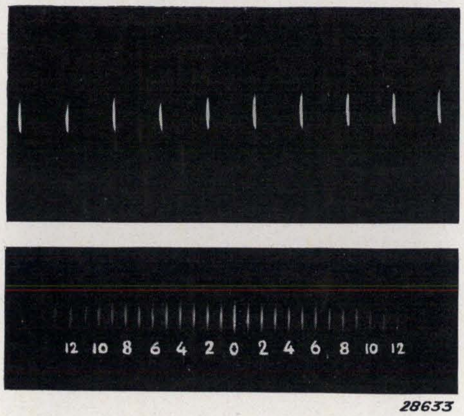


Fig. 4. Het spectrum van een spletenrooster (periodiek herhaalde impuls).

Boven: vijfvoudige vergrooting van de gebezigde filmstrook. Frequentie 250 Hz.

Beneden: Het spectrum van het spletenrooster. Alle orden moeten in gelijke sterkte optreden. Het geleidelijk afnemen van de intensiteit der hoogere orden vindt zijn oorzaak in de eindige breedte van de op de film aangebrachte spleten.

Het spectrum van een eindige golftrein

Bij de afleiding der spectra hebben wij tot nu toe ondersteld, dat de filmstrook oneindig lang is. In de practijk zal het strookje steeds een eindige lengte hebben, zoodat het spectrum steeds betrekking heeft op een „golftrein" van bijv. enkele centimeters. Hoe zal zich dit nu in het spectrum uiten? Wij beschouwen als voorbeeld een eindig stuk van een zuivere sinus. De Fourier-analyse van een oneindig doorloopende sinus levert ons een discrete frequentie, nl. die van de sinus zelf. Breken de trillingen echter op een bepaald punt af, dan levert de Fourier-analyse van deze, feitelijk niet meer zuiver periodieke, functie niet een enkele frequentie, maar een frequentiebandje, geflankeerd door zwakkere zijbanden. Men kan bewijzen, dat de breedte van de centrale band in Hz gelijk is aan tweemaal het omgekeerde van het tijdsinterval, waarin de golftrein passeert.

In *fig. 5* vindt men het spectrum van vier strookjes geluidsfilm van het amplitudesysteem afgebeeld, waarop een zuivere sinus van 730 is opgenomen. De lengte der strookjes is resp. 33, 6,6, 4,0 en 2,3 mm, overeenkomende met resp. 80, 16, 9,7 en 5,6 perioden en met een tijdsduur van resp. 0,11, 0,022, 0,0134 en 0,0077 seconden. De breedte van de hoofdlijnen moet dus resp. worden: 18, 90, 150 en 260 Hz.

In opname 5*a* is deze breedte nog klein in vergelijking met de verbreeding, veroorzaakt door de eindige afmeting van de niet geheel puntvormige lichtbron. Ook in opname *b* is de verbreeding nauwelijks merkbaar. Naast de nulde orde treden nu de zijbanden echter duidelijk op. De breedte van de hoofdlijn in de nulde orde is juist $^1/_8$ van de afstand tusschen twee orden, die gelijk aan 730 Hz is, en komt dus overeen met de verwachte breedte van 90 Hz. De opnamen *c* en *d* vertoonen, overeenkomstig de verwachting, een steeds grootere verbreeding. Op de opnamen zijn de hoogere orden niet waar te nemen, omdat de intensiteit daarvan te gering is. Door het verkorten van het filmstrookje wordt het spectrum dus steeds onscherper, zoodat fijne structuren niet meer op te lossen zijn. De bekende regel uit de roosterspectroscopie, dat het oplossend vermogen van een tralierooster recht evenredig is met de breedte van het rooster, vinden wij dus hier terug bij de spectra van korte filmstrookjes.

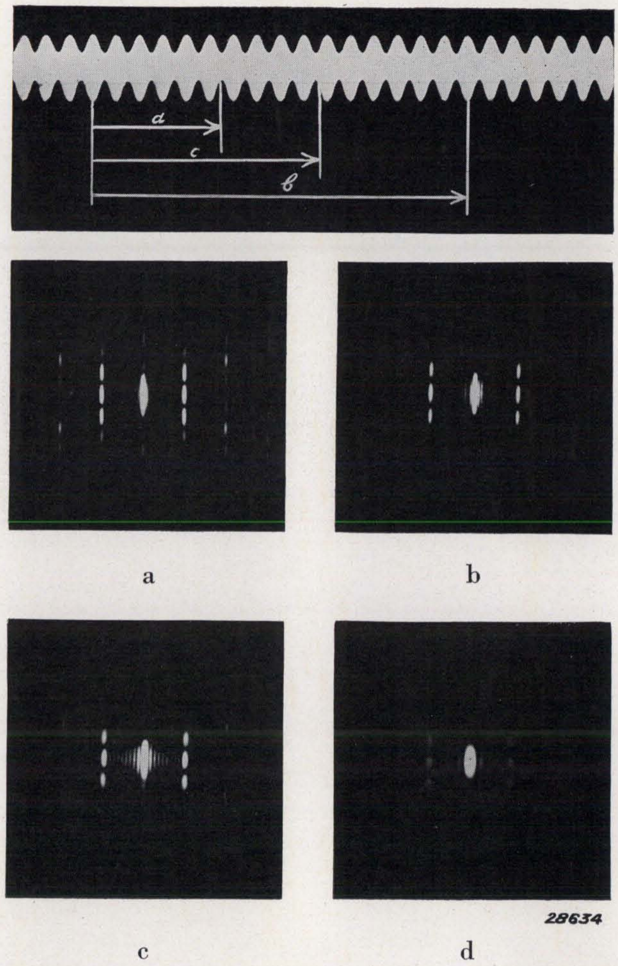


Fig. 5. Invloed van de lengte van de filmstrook op de breedte van de buigingslijnen.

Boven: 7,5-voudige vergrooting van de strook geluidsfilm. Hierop is volgens het amplitudesysteem een zuivere toon van 730 Hz geregistreerd.

Beneden: Spectra van filmstrooken van verschillende lengte.

a) Lengte 33 mm = 0,11 sec. De breedte der lijnen wordt nog uitsluitend bepaald door de eindige afmeting van de gebruikte lichtbron.
b) Lengte 6,6 mm = 0,022 sec. De nulde orde vertoont de verwachte nevenmaxima. De breedte van de hoofdlijn is 90 perioden.
c) Lengte 4,0 mm = 0,0134 sec. De hoofdlijn is duidelijk verbreed tot 150 perioden.
d) Lengte 2,3 mm = 0,0077 sec. De hoofdlijn is zeer sterk verbreed tot 260 perioden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Het spectrum van een huiltoon

Huiltonen zijn tonen, waarvan de frequentie periodiek verandert. Zij vinden in de acoustiek toepassing bij nagalmmetingen en ontleenen hun naam aan de daardoor opgewekte klankindruk.

Het merkwaardige in het buigingsbeeld van deze huiltonen is, dat de lijnen van hoogere orde gesplitst zijn. In *fig. 6* ziet men het spectrum van een herhaalde impuls met periodiek wisselende afstanden. Vergelijkt men dit spectrum met dat van fig. 4, dan ziet men hoe, naarmate de orde hooger wordt, iedere lijn zich duidelijker in een aantal lijntjes heeft opgelost.

Dit verschijnsel herinnert aan het verschijnsel der zoogenaamde geesten in de roosterspectroscopie. Vrijwel ieder optisch tralierooster levert namelijk ter weerszijden van de eigenlijke hoofdlijn in het buigingsspectrum eenige zwakke bijlijnen, geesten of spookbeelden genaamd. Deze danken hun ontstaan aan periodieke wisselingen in de afstand van de roostergroeven als gevolg van periodieke onregelmatigheden in het overbrengmechanisme bij het snijden van het rooster.

Een soortgelijk verschijnsel is de frequentiemodulatie bij radiogolven, waardoor naast de draaggolf meerdere zijbanden optreden.

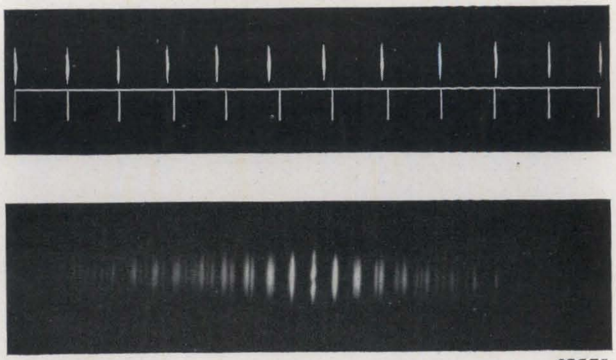
Het bepalen van de frequentiekarakteristiek van een systeem uit de wijze van beweging onder invloed van een impuls

De eigenschappen van een versterker kunnen wij vastleggen door de frequentiekarakteristiek. Dit is de verhouding van uitgaand tot binnenkomend signaal als functie van de frequentie. Het is voor een getrouwe weergave noodzakelijk, dat deze verhouding onafhankelijk van de frequentie is.

Men kan echter een versterker ook op andere wijze karakteriseeren, namelijk door aan de versterker een kortdurende impuls toe te voeren en op een oscillograaf de dientengevolge aan de uitgangsklemmen optredende spanning als functie van de tijd te registreeren. Is de versterker ideaal, dan zal dezelfde impuls in het uitgangssignaal, dus op de oscillograaf, verschijnen. Is het apparaat niet ideaal en vertoont de frequentiekarakteristiek bijv. een meer of minder uitgesproken maximum (een „resonantie"), dan ziet men op de oscillograaf in plaats van de impuls een min of meer gedempte trilling met een frequentie vrijwel gelijk aan de resonantiefrequentie. Het is nu een bekende stelling, dat uit dit oscillogram de frequentiekarakteristiek afgeleid kan worden.

Wat beteekent immers het toevoeren van een enkele impuls aan de versterker?

In het voorafgaande hebben wij gezien, dat een periodieke impuls de grondtoon en de boventonen alle in gelijke mate bevat. Wanneer we nu de tijdafstand, waarin de impuls herhaald wordt, voortdurend vergrooten, wordt de grondfrequentie steeds lager en de boventonen, die alle dezelfde intensiteit hebben en in het frequentiespectrum aequidistant zijn, komen steeds dichter bij elkaar te liggen. Wordt de tijdafstand oneindig groot, dan blijft slechts een enkele impuls over en de reeks van lijnen gaat over in een continu spectrum, waarin alle frequenties even sterk vertegenwoordigd zijn. Het toevoeren van één impuls komt dus neer op het gelijktijdig toevoeren van alle frequenties. Heeft nu de versterker een resonantie in de frequentie-karakteristiek, dan zal de daarbij behoorende frequentie relatief het sterkst in het uitgangssignaal te voorschijn komen. De resulteerende spanning zal nu niet meer zuiver de vorm van een impuls hebben, doch een periodiciteit vertoonen, overeenkomende met de resonantiefrequentie.



28632

Fig. 6. Spectrum van een huiltoon.

Boven: 4,5-voudige vergrooting van de strook geluidsfilm, waarop een periodieke impuls is geregistreerd van periodiek veranderlijke frequentie. Gemiddelde frequentie 200 Hz. Ter vergelijking is onder de registratie een schaal van aequidistante lijnen geteekend. Het maximum resp. minimum van de frequentie treedt 23 maal per seconde op.

Beneden: Het spectrum van de huiltoon. Vergelijkt men dit met het spectrum van fig. 4, dan ziet men, hoe de hoogere orden in een aantal lijntjes gesplitst zijn.

Een ander voorbeeld moge het verband tusschen frequentiekarakteristiek en uitgangssignaal voor een enkele impuls verduidelijken. Wij nemen daartoe een normale slinger en oefenen hierop een periodieke kracht uit. De slinger zal dan met dezelfde periode bewegen. Voor frequenties beneden de eigenfrequentie geschiedt dit met een kleine amplitude. Naarmate de frequentie van de uitgeoefende kracht stijgt en de eigenfrequentie van de slinger benadert, zal de amplitude van de slinger steeds toenemen om voor frequenties hooger dan de eigenfrequentie weer snel af te nemen. Wij hebben daarmede dus de frequentiekarakteristiek van de slinger bepaald. Wanneer wij nu de slinger een stoot geven, dwz. een plotselinge, kortdurende kracht op de slinger uitoefenen, zal deze niet onmiddellijk schoksgewijze meebewegen en weer even snel tot de ruststand terugkeeren. De slinger zal zich veeleer met een eindige snelheid in beweging zetten en vervolgens al slingerende in

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

zijn eigenfrequentie geleidelijk tot de ruststand terugkeeren.

Hier hebben wij weer precies hetzelfde gedrag. Door de impuls immers worden krachten van alle frequenties in gelijke sterkte aan de slinger toegevoerd. Door het maximum in de frequentiekarakteristiek treedt echter de daarbijbehoorende frequentie relatief sterker in de amplitude naar voren en geeft daarmede aanleiding tot een periodieke slingerbeweging. Naarmate het maximum in de frequentiekarakteristiek meer of minder vlak verloopt, is de beweging van de slinger meer of minder sterk gedempt.

Wij kunnen dus de frequentiekarakteristiek van een systeem bepalen door het oscillogram, dat verkregen is met een impulsvormig ingangssignaal, in zijn Fourier-componenten te ontbinden. Met behulp van de methode der spectra is dit zeer gemakkelijk mogelijk. In *fig. 7* ziet men een strookje volgens het amplitudesysteem geregistreerde geluidsfilm. Hier is een periodieke impuls toegevoerd aan een systeem met een eigen resonantie en het uitgangssignaal op de film geregistreerd. Men ziet, dat de amplitude na iedere impuls oscilleerend tot nul terugkeert. De Fourier-analyse van de filmstrook bevat nu de verschillende boventonen niet meer alle in gelijke sterkte, doch in een sterkte,

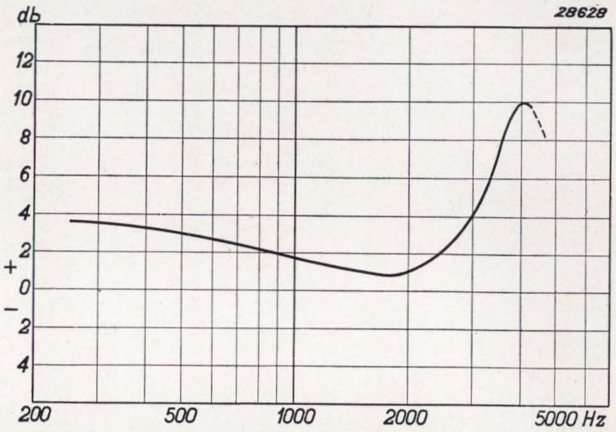


Fig. 8. De frequentiekarakteristiek berekend uit de spectra van fig. 4 en fig. 7. De verhouding tusschen de intensiteiten van overeenkomstige orden van fig. 4 en fig. 7 is een maat voor de betreffende ordinaat in de frequentiekarakteristiek van het systeem voor de met die orde overeenkomende frequentie. Door intensiteitsmeting in de spectra kan men aldus de geheele frequentiekarakteristiek bepalen.

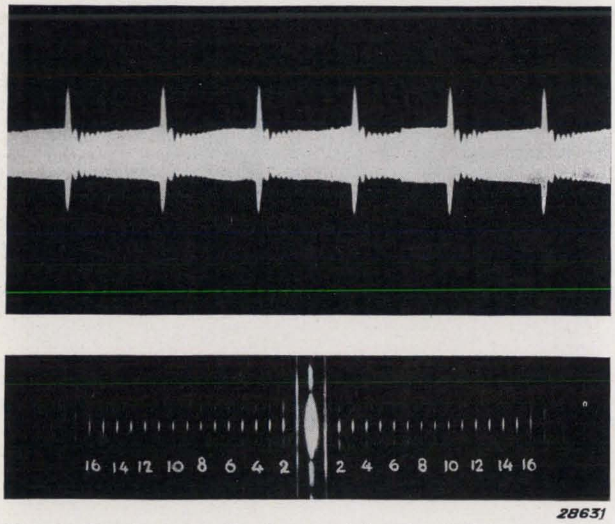


Fig. 7. Bepalen van de frequentiekarakteristiek.
Boven: Een periodieke impuls van 250 Hz is toegevoerd aan een systeem met een eigen resonantie nabij 4000 Hz. De output hiervan is volgens het amplitudesysteem geregistreerd. De uitwijking is nu niet weer de zuivere impuls, doch keert oscilleerend tot de nulwaarde terug (tienvoudige vergrooting van de filmstrook).
Beneden: Het spectrum van de filmstrook. Vergelijkt men dit met het spectrum van fig. 4, dan ziet men, hoe de hoogere orden relatief sterker aanwezig zijn. Dit vindt zijn oorzaak in het oploopen van de frequentiekarakteristiek voor die frequenties (zie fig. 8).

welke recht evenredig is met de versterkingsfactor van het systeem voor de betreffende frequentie. In het buigingsspectrum van fig. 7 komt dit daarin tot uiting, dat de sterkte der boventonen niet evenredig is met die in fig. 4, doch dat deze sterkte na een aanvankelijk afnemen weer toeneemt en ongeveer bij de 15e boventoon een maximum bereikt. De frequentiekarakteristiek van het systeem wordt nu verkregen door voor iedere boventoon in fig. 4 en fig. 7 de intensiteit te meten en de wortel uit hun verhouding te nemen. Deze karakteristiek is in *fig. 8* weergegeven.

Men ziet hier dus, hoe het mogelijk is uit een filmstrookje van enkele cm lengte de geheele frequentiekarakteristiek van een systeem te bepalen. Principiëel zou zelfs een nog veel kleinere lengte nl. van één periode voldoende zijn. Men zou dan in plaats van een reeks aequidistante lijnen een continu buigingsspectrum verkrijgen, waarvan het intensiteitsverloop overeenkomt met de frequentiekarakteristiek van het systeem. De lichtintensiteit zou dan echter zeer gering zijn, waardoor de metingen zeer worden bemoeilijkt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

STOOTSPANNINGSINSTALLATIES

door W. HONDIUS BOLDINGH. 621.319.5

Met behulp van genormaliseerde onderdeelen kan een reeks generatoren worden samengesteld voor stootspanningen van 800 tot 4000 kV en stootenergieën van 3,2 tot 80 kilowattseconden. Het grondvlak is 2×2 m, de hoogte is ongeveer 2 m/MV. De condensatoren hebben een energie-inhoud tot 80 Wsec/dm^3. Een schakelmechanisme maakt op eenvoudige wijze geheele of gedeeltelijke serie-parallelschakeling van de condensatoren mogelijk, waardoor ook stooten van lagere spanningen met de volle energie gegeven kunnen worden. Installaties voor stootspanningen tot 1200 kV kunnen bedrijfsklaar getransporteerd worden.

Inleiding

Nadat in de eerste jaargang van dit tijdschrift een stootspanningsinstallatie werd beschreven [1]), zijn aanmerkelijke technische vorderingen op dit gebied gemaakt, waarop wij in dit artikel nader willen ingaan. Deze ontwikkeling viel samen met de toenemende belangstelling van de zijde der sterkstroom-techniek voor het stootspanningsonderzoek, waarbij steeds hoogere spanningen en vooral grootere capaciteitswaarden van de stootgenerator werden gevraagd.

Het inzicht, dat een groot percentage der storingen in hoogspanningsnetten, opwek- en transformatorstations veroorzaakt wordt door kortstondige overspanningen tengevolge van atmosferische ontladingen, heeft de wenschelijkheid van stootspanningsbeproeving, zoowel van bedrijfsklare hoogspanningsinstallaties als van de afzonderlijke elementen daarvan, meer en meer op de voorgrond gebracht. De groote aardcapaciteit van lange verbindingsleidingen, van de hoogspanningswikkelingen van groote transformatoreenheden, en van andere proefobjecten verklaart daarbij de vraag naar groote stootcapaciteit. Immers de lading van de generator moet groot zijn ten opzichte van die, welke noodig is om het proefobject op spanning te brengen, opdat bij de stoot niet een te groot spanningsverlies optreedt.

Aangezien als regel de isolatie van het proefobject tegen overspanningen ten opzichte van de aarde moet worden beproefd, zullen normale stootgeneratoren uitsluitend éénpolig worden uitgevoerd, echter zóó, dat zij zoowel positieve als negatieve spanning tegen aarde kunnen geven.

Voor de practijk is verder van belang de mogelijkheid, om, zonder omvangrijke montage- en demontage-werkzaamheden, de geheele stootinstallatie naar een willekeurig punt van het te beproeven hoogspanningsnet te kunnen verplaatsen, zoodat het onderzoek niet beperkt behoeft te blijven tot fabriek of laboratorium.

Voor het onderzoek, bijv. van buitenleidingen, is het soms gewenscht de volle energie ook bij lage spanning ter beschikking te hebben, hetgeen bereikt kan worden door de stootcondensatoren geheel of gedeeltelijk parallel te schakelen. Men kan dan met de maximale energie een stoot van lage spanning en hooge stroomsterkte geven, om met deze zg. „stootstroom" een bij hooge spanning veroorzaakt defect door te branden en daardoor duidelijk aan het licht te brengen.

De bovenstaande overwegingen hebben geleid tot de constructie van de in dit artikel te beschrijven stootspanningsgeneratoren. Hoewel uiteraard in vele opzichten afwijkend van de generatoren voor hooge gelijkspanning, welke voor onderzoekingen op het gebied der kernphysica werden ontwikkeld [2]), zijn toch vele gemeenschappelijke constructie-elementen aan te wijzen. Het voornaamste gemeenschappelijke kenmerk is wel, dat door doelmatige vormgeving van elk der samenstellende onderdeelen de hoofdafmetingen, zelfs voor zeer hooge spanningen en groote vermogens, binnen zeer beperkte grenzen konden worden gehouden.

Wat de stootgeneratoren betreft, is het daardoor eenerzijds mogelijk geworden, een installatie voor meerdere Megavolts in een laboratorium- of fabriekshal van redelijke afmetingen onder te brengen, anderzijds is de gelegenheid geopend, installaties tot 1,2 MV zonder demontage bedrijfsklaar te transporteeren.

Schakeling van de stootgenerator

Alvorens op de bijzonderheden van de schakeling in te gaan, willen we even kort aan het principe van de ook hier toegepaste schakeling van Marx herinneren: Een laadgenerator laadt via geschikte weerstanden een aantal condensatoren (de „stootcondensatoren") tot een hooge spanning op, terwijl deze parallel geschakeld zijn. Zoodra een bepaalde

[1]) A. Kuntke, Philips techn. T. **1**, 235, 1936.

[2]) A. Bouwers und A. Kuntke, Z. techn. Phys. **18**, 209, 1937; vgl. Philips techn. T. **1**, 6, 1936 en **2**, 161, 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

spanning is bereikt, spreekt een reeks van vonkenbanen aan, waardoor de stootcondensatoren plotseling in serie worden geschakeld. Er ontstaat een spanning gelijk aan de som der spanningen van de stootcondensatoren, die zich nu (weer over geschikte weerstanden) ontladen. Een dempweerstand voorkomt hierbij eventueele trillingen op de ontstaande spanningsgolf.

Ook wanneer wij ons beperken tot éénpolige stootgeneratoren, zijn voor de laadgenerator in het algemeen twee principieel verschillende schakelingen mogelijk: de symmetrische en de éénpolige. De *fig. 1a* en *b* geven principeschema's

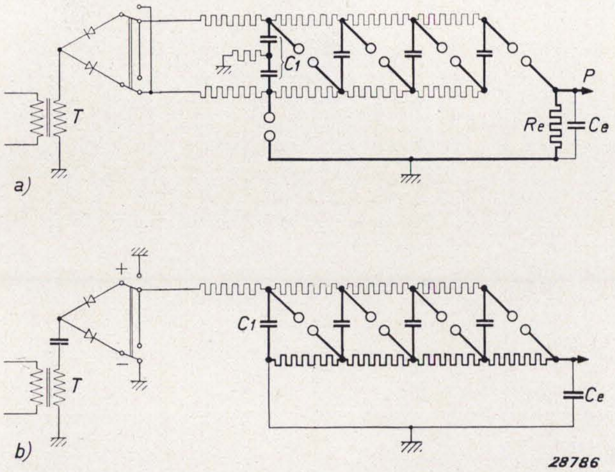


Fig. 1. Principeschema van een éénpolige stootspanningsinstallatie (4 trappen), *a*) met symmetrische laadgenerator, *b*) met éénpolige laadgenerator. T = hoogspanningstransformator, C_1 = eerste stootcondensator, C_e = eindcondensator, R_e = ontlaadweerstand. Bij P wordt het proefobject aangesloten.

voor deze beide gevallen. (De dempweerstand is hier eenvoudigheidshalve niet geteekend.) De symmetrische schakeling is de meest gebruikte en uit isolatie-oogpunt beschouwd ook de eenvoudigste. Levert de hoogspanningstransformator T een topspanning E_s, dan heeft bij de symmetrische laadgenerator, fig. 1*a*, elk der beide toevoerleidingen slechts de spanning E_s (+ resp. —) tegen aarde. Bij de éénpolige laadgenerator daarentegen, waar de laadspanning $2E_s$ door cascadeschakeling van de twee ventielen wordt verkregen, fig. 1*b*, staat de toevoerleiding op de volle laadspanning $2E_s$ tegen aarde. Bij de éénpolige laadgenerator worden derhalve grootere eischen aan de isolatie gesteld, vooral daar de polariteit omgeschakeld moet kunnen worden en dus beide polen voor de volle spanning van $2E_s$ geïsoleerd moeten zijn.

Toch is bij de Philips stootspanningsinstallaties een éénpolige laadgenerator gekozen, daar deze verschillende voordeelen met zich meebrengt:

1) Een gedeelte van de laadweerstanden kan tevens als ontlaadweerstand dienen (in fig. 1*b* vet geteekend). Behalve een materiaalbesparing door het wegvallen van de speciale ontlaadweerstand R_e (fig. 1*a*) levert dit het voordeel op, dat bij de ontlading geen groote stroomlus ontstaat: elke condensator ontlaadt zich eigenlijk over een eigen ontlaadweerstand. De uitwendige zelfinductie, die immers met het oppervlak van de stroomlus toeneemt, is op deze wijze tot een minimum teruggebracht.
2) Er is geen aardingsvonkenbaan noodig (verg. daartegenover fig. 1*a*), aangezien de eerste condensator C_1 ook bij het laden reeds éénpolig geaard is. Behalve de middenaftakking van C_1 vervalt daardoor ook de speciale bewegingsinrichting voor de aardingsvonkenbaan, die steeds op de halve overslagspanning van de overige vonkenbanen moet worden ingesteld. Door het wegvallen van de aardingsvonk wordt een voorname bron van trillingen op de spanningsgolf vermeden, aangezien C_1 niet eerst bij overslag van de aardingsvonk aan aarde gelegd wordt.

Beide hierboven genoemde punten dragen er dan ook toe bij, een gladde spanningsgolf te verkrijgen zonder dat men zijn toevlucht behoeft te nemen tot een groote dempweerstand, die overmatig spanningsverlies veroorzaakt, of tot andere kunstgrepen.

Voor de samenstelling van de stootgenerator is de spanning van de laadgenerator, d.i. dus de spanning per trap, van groot belang, aangezien hierdoor het aantal trappen voor de vereischte totale spanning wordt bepaald. De laadgenerator bij de Philips stootspanningsinstallaties levert een maximale laadspanning van 200 kV. Hij is zoo ruim gedimensioneerd, dat zelfs bij de grootste stootenergie de gewenschte snelle opeenvolging der stooten (bijv. elke 10 sec) verkregen kan worden. De laadgenerator is, evenals de stootgenerator zelf, op een grondplaat geplaatst, eventueel voorzien van wielen, zoodat hij gemakkelijk is te verplaatsen. Door de éénpolige schakeling, waarbij men dus de volle gelijkspanning van 200 kV tegen aarde verkrijgt, kan men de laadgenerator op zichzelf (dus geheel los van de stootgenerator) ook zeer goed voor andere doeleinden gebruiken, zooals bijv. voor het beproeven van kabels.

Hoofdonderdeelen van de installaties

Bij de constructie van de hier te beschrijven stootgeneratoren is de toepassing van zg. hoogspannings-„Philite", dat in dit tijdschrift reeds

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

eerder [3]) werd beschreven, van groot nut geweest. Dit isolatie-materiaal heeft een doorslagvastheid van 30 kV/mm en is dus met het beste hoogspanningsporcelein te vergelijken. Het heeft echter tevens het voordeel van zeer kleine maattoleranties, waardoor het o.a. mogelijk is, er onderdeelen van te vervaardigen, die voorzien zijn van schroefdraad. Het „Philite" wordt bij de Philips stootgeneratoren in hoofdzaak toegepast in de vorm van cylinders, met of zonder bodem en met of zonder flens, welke op elkaar en op andere constructie-elementen geschroefd kunnen worden. De cylinders worden in twee grootten vervaardigd: met een diameter (zonder flens) van 18 resp. 30 cm en een hoogte van 11,1 resp. 22,2 cm, en gebruikt voor steunisolatoren, condensatoren (waarbij het noodige aantal in serie geschakelde condensatorpaketten in de „Philite"-cylinder opgestapeld wordt), voor weerstanden, enz.

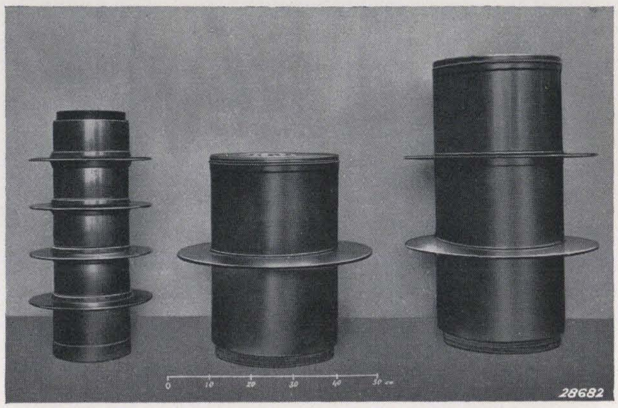
Condensatoren

De stootcondensatoren zijn uiteraard de belangrijkste onderdeelen van de stootgenerator. Vorm en grootte ervan zijn maatgevend voor de constructie van het geheel. Dat op dit gebied groote vorderingen zijn gemaakt, blijkt duidelijk, als men de thans beschreven apparatuur vergelijkt met die van twee jaar geleden. Toen werden condensatoren voor 150 kV met een capaciteit van 0,01 μF gebruikt; de energie-inhoud ($^1/_2\, C \cdot V^2$) per trap bedroeg dus 112,5 Wsec. De lengte was 30 cm, terwijl de diameter 18 cm bedroeg, zoodat 15 Wsec per dm³ was ondergebracht, hetgeen reeds een zeer hoog cijfer was.

Thans worden condensatoren voor 200 kV maximale bedrijfsspanning met een capaciteit van 0,125 μF gebruikt, die dus 2500 Wsec kunnen opnemen, bij een lengte van 48 cm en een diameter van 30 cm. Bij een condensatorlengte van 70 cm stijgen deze waarden tot 0,2 μF en 4 kWsec, hetgeen overeenkomt met *80 Wsec/dm³*. Deze condensatoren, waarvan de lengte en dus de energie-inhoud nog voor uitbreiding vatbaar is, kunnen, zonder dat parallelschakeling van meerdere exemplaren noodig is, ruimschoots voldoen aan de tegenwoordige eischen wat betreft de stootenergie bij hooge spanning.

Voor stootgeneratoren met kleinere energie, bijv. voor onderwijsdoeleinden, worden kleinere condensatoren gebruikt (zie in tabel I, bij 800 en 1200 kV). Deze worden opgebouwd met behulp van de reeds vermelde „Philite"-ringen van 18 cm diameter. Een vijfrings-condensator in deze uitvoering, voor 200 kV, heeft een capaciteit van 0,04 μF, dwz. een energie-inhoud van 800 Wsec. Dergelijke condensatoren worden vooral ook toegepast in gelijkspannings-cascadegeneratoren.

De drie typen van condensatoren voor 200 kV, van 0,8 resp. 2,5 en 4 kWsec energie-inhoud, zijn in *fig. 2* afgebeeld.



a *b* *c*

Fig. 2. Stootcondensatoren voor 200 kV. *a*) 0,04 μF, 800 Wsec; *b*) 0,125 μF, 2,5 kWsec; *c*) 0,2 μF, 4 kWsec.

Een opmerkelijke eigenschap van deze condensatoren is nog, dat ze kortsluitzeker zijn: Ze kunnen in vol geladen toestand zonder eenige weerstand in serie kortgesloten worden. Wordt deze krachtproef met een condensator als in fig. 2*b* uitgevoerd, waarbij dus 2500 Wsec in enkele microseconden in warmte (600 cal) worden omgezet, en registreert men het spanningsverloop bij de ontlading, dan blijkt uit de ontstaande gedempte trilling, dat de inwendige weerstand van de condensator bij een frequentie van 10^6 per/sec ongeveer 0,5 Ω bedraagt en de zelfinductie minder dan 0,7 μH.

Om de vereischte steilheid van het golffront te kunnen verkrijgen is het gewenscht, een zg. eindcondensator toe te passen. De fronttijd t_s, d.i. de tijd die de spanning aan het proefobject noodig heeft om zijn maximale waarde te bereiken, wordt bij benadering bepaald door de betrekking

$$t_s = 2\, R_d \cdot C_p. \quad \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (1)$$

Hij zal des te kleiner zijn, naarmate de totale aangesloten capaciteit C_p en de totale dempweerstand R_d kleiner zijn. Om nu alle objecten met ongeveer dezelfde, genormaliseerde fronttijd te beproeven, zou men deze laatste alleen door verandering van de dempweerstand kunnen regelen. Bij proefobjecten met kleine eigencapaciteit zou dan een groote dempweerstand noodig zijn. Voor

[3]) L. L. C. Polis, Philips techn. T. **3**, 9, 1938.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

de dempweerstand is echter een bovenste grens voorgeschreven in verband met het toelaatbare spanningsverlies: R_d mag niet meer dan 10% van de ontlaadweerstand R_e bedragen. Nu is deze laatste ook reeds beperkt: Zijn waarde wordt in hoofdzaak bepaald door de genormaliseerde waarde van de halveeringstijd t_h van de spanningsrug, en door de capaciteit $C_s + C_p$ van de generator (stootcapaciteit en aangesloten capaciteit), volgens de formule

$$t_h = R_e \cdot (C_s + C_p) \ln 2. \quad \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (2)$$

Bij generatoren met groote stootcapaciteit zal dus de ontlaadweerstand klein moeten zijn, en daarmee ook de dempweerstand.

Het verdient dus de voorkeur, de fronttijd te regelen door toevoeging van de reeds genoemde eindcondensator. Deze kan dan een zoo groote waarde hebben, dat de capaciteit van het proefobject binnen ruime grenzen weinig invloed op de fronttijd heeft. De totale belastingscapaciteit mag echter ook niet te groot zijn, daar ook dit spanningsverlies meebrengt. Als maximumwaarde wordt 20% van de stootcapaciteit aangenomen. De eindcondensator is dan ook steeds belangrijk kleiner dan de stootcondensator. Hij bestaat bij de Philips stootspanningsinstallaties uit eenheden van kleine diameter, voor bijv. 400 kV, die naar wensch in serie of parallel geschakeld kunnen worden. Bij proefobjecten met groote eigen capaciteit kan de eindcondensator natuurlijk weggelaten worden.

Weerstanden

Terwijl vroeger veelal vloeistof-weerstanden of koolweerstanden werden gebruikt, in verband met de hooge waarde van de weerstand, die noodig was om bij de toen nog kleine stootcapaciteiten de normale vorm van de spanningsgolf te verkrijgen, kunnen en moeten thans bij de zooveel grootere stootenergieën steeds metaalweerstanden worden toegepast. De voor het laden, ontladen, dempen en meten benoodigde weerstanden zijn alle stofvrij in isolatiemateriaal gemonteerd en zoo ruim gedimensioneerd, dat zelfs bij de grootste stootenergieën en korte stootintervallen geen overmatige verwarming optreedt.

Terwijl de weerstanden, die uitsluitend voor het laden dienst doen, normaal gewikkeld kunnen worden, is voor de demp-, ontlaad- en meetweerstanden een uitvoering met zoo gering mogelijke zelfinductie noodzakelijk. De d e m p w e e r s t a n d, die, zooals wij gezien hebben, in verband met het spanningsverlies klein moet zijn, moet aan de andere kant voldoende groot zijn om de aperiodiciteit van de keten C_s-R_d-C_p te verzekeren. Bij benadering geldt hiervoor de voorwaarde

$$R_d > 2\sqrt{L/C_p}, \quad \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (3)$$

waarin L de totale zelfinductie van het genoemde circuit beteekent. De zelfinductie van de dempweerstand kon tot een zoo geringe waarde worden teruggebracht, dat de weerstandswaarde ervan zelfs belangrijk kleiner kan worden gekozen dan de toegelaten grenswaarde van 10% van de ontlaadweerstand.

De totale dempweerstand is zoodanig onderverdeeld (zie fig. 4), dat elke stootcondensator in serie tusschen twee gelijke stukken ervan is ge-

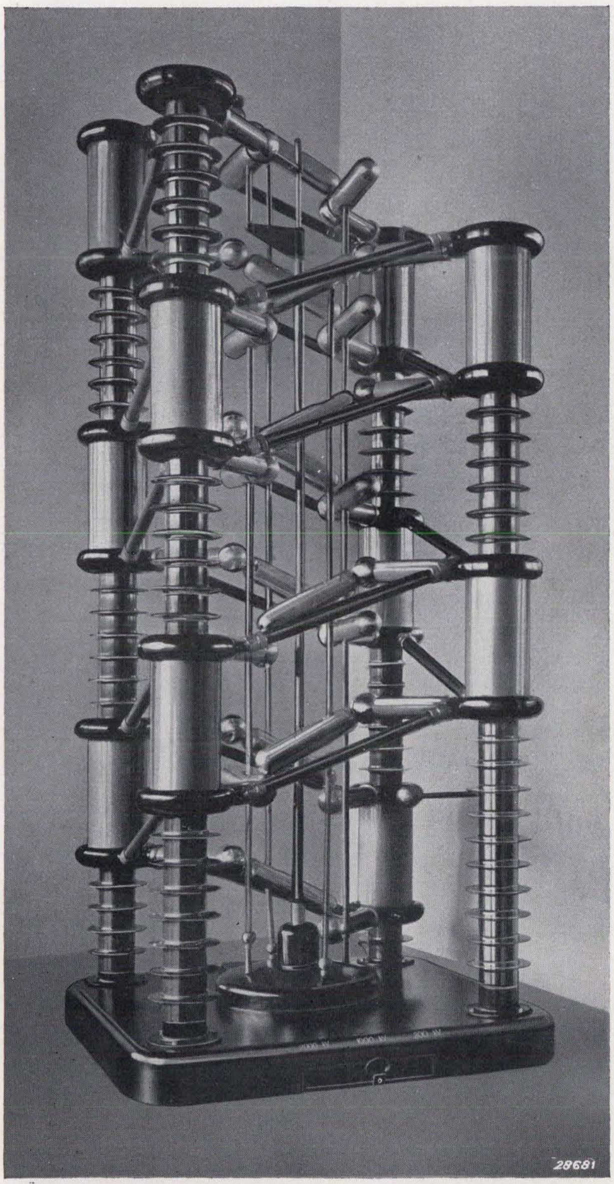


Fig. 3. Stootgenerator met een stootenergie van 25 kWsec, omschakelbaar voor 2000, 1000 en 200 kV (met resp. 0,0125, 0,05 en 1,25 μF). Hoogte 4,5 m, grondvlak 2 bij 2 m. In deze uitvoering is nog geen gebruik gemaakt van de groote cylinders van „Philite"; daardoor zijn de condensatoren goed te onderscheiden van de isolatoren.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

schakeld. De demping is hierdoor in elke trap afzonderlijk zoo groot, dat ook door parasitaire nevencapaciteiten geen hoogfrequente trillingen op de hoofdgolf kunnen ontstaan.

Teneinde onder alle omstandigheden de stootcondensatoren desgewenscht ook zonder stoot op het proefobject te kunnen ontladen, is een aardingsweerstand in de laadgenerator ingebouwd (in fig. 1 niet geteekend), in serie met een aardingsschakelaar. Deze weerstand is zoodanig gedimensioneerd, dat hij zoonoodig de volle energie der gezamenlijke stootcondensatoren kan opnemen. De aardingsschakelaar aardt automatisch de geheele installatie, wanneer het laden wordt onderbroken.

Samenstelling van de stootgenerator

De stootgenerator bestaat uit vier zuilen, in elk waarvan afwisselend condensatoren en isolatoren op elkaar zijn gemonteerd. De condensatoren zijn zoodanig door weerstanden verbonden, dat de Marx-schakeling schroefvormig naar boven gaande wordt opgebouwd, zie *fig. 3*. Door deze constructie kan men een willekeurig aantal trappen uitvoeren en eventueel later meerdere trappen toevoegen, zonder het grondvlak te vergrooten. Dit bedraagt steeds 2×2 m. Om nader te bespreken redenen zal in den regel aan een viervoudig aantal trappen, dus aan een veelvoud van 800 kV, de voorkeur worden gegeven. In *tabel I* (pag. 316) zijn de gegevens verzameld van een reeks stootgeneratoren voor verschillende spanning, samengesteld met de drie in fig. 2 afgebeelde condensatortypen.

De gedrongen bouw van de generatoren, welke door de in de tabel gegeven hoofdafmetingen wordt geïllustreerd, heeft behalve zuiver ruimtelijke voordeelen nog het gunstige gevolg, dat, naast de bovenvermelde gereduceerde zelfinductie van de dempweerstanden, ook de overige zelfinductie in het genoemde circuit klein is.

De dempweerstanden zijn boven en onder aan elke stootcondensator bevestigd en dragen elk een schakelarm. Op deze wijze zijn aan elke condensator twee schakelarmen gemonteerd, waarvan de onderste dienst doet als vonkenbaanarm, terwijl beiden tezamen de condensator parallel met zijn voorganger kunnen schakelen. De vonkenbanen kunnen worden geregeld door gelijktijdige electrische aandrijving aller vonkenbaanarmen, met behulp van vijf isoleerende stangen (zie op fig. 3, midden tusschen de vier zuilen). De middelste hiervan bedient steeds de laatste, bovenste vonkenbaan, de vier andere bedienen de overige vonkenbanen en dienen tevens om, met behulp van de tweede serie schakelarmen, die paarsgewijze met de vonkenbaanarmen zijn gekoppeld, de stootcondensatoren geheel of gedeeltelijk parallel te schakelen.

Omschakelmogelijkheden

In *fig. 4* zijn de verschillende omschakelmogelijk-

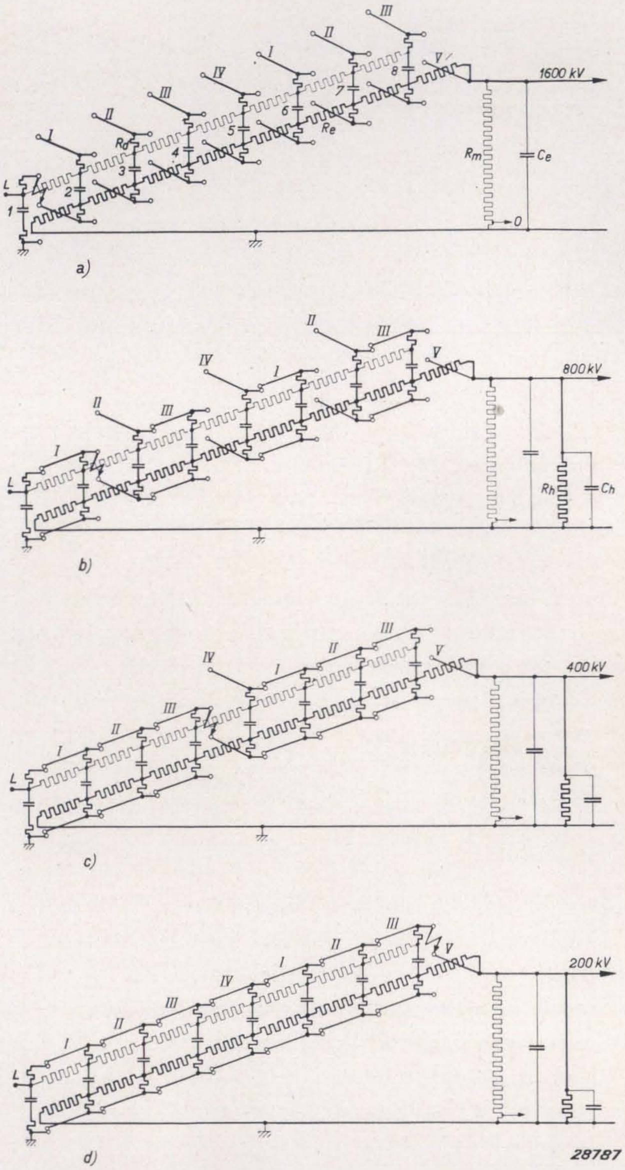


Fig. 4. Schema van een stootgenerator, die omgeschakeld kan worden voor spanningen van 1600, 800, 400 en 200 kV, telkens met de volle stootenergie. Het in feite schroefvormig opgebouwde circuit is hier „afgewikkeld". De schakelarmen *I*, *II*, ... worden door vijf stangen bediend (in fig. 3 zichtbaar). Bij *L* wordt de laadgenerator aangesloten. R_d = dempweerstanden, R_e = ontlaadweerstanden, R_m = meetweerstand, C_e = eindcondensator, C_h = hulpcondensator, R_h = hulpeindweerstand. Bij *O* wordt de kathodestraal-oscillograaf aangesloten. *a*) Alle condensatoren *1*, *2*, ... *8* in serie, 1600 kV. *b*) Schakelarmen *I* en *III* omgelegd: 4 groepen van telkens 2 parallelgeschakelde condensatoren, 800 kV. *c*) Ook schakelarmen *II* omgelegd: 2 groepen van telkens 4 parallelgeschakelde condensatoren, 400 kV. *d*) Ook schakelarmen *IV* omgelegd: alle 8 condensatoren parallelgeschakeld, 200 kV. De ontstekingsvonkenbaan is telkens door een zigzagpijl aangeduid.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Tabel I

Gegevens van de Philips stootspanningsgeneratoren.

Nominale spanning . .	kV	800			1200			1600		2400		3200		4000	
Omschakelspanningen .	kV	400/200			600/200			800/400/200		1200/600/200		1600/800/200		2000/1000/200	
Trappen à 200 kV . .	—	4			6			8		12		16		20	
Energie per trap . . .	kWsec	0,8	2,5	4,0	0,8	2,5	4,0	2,5	4,0	2,5	4,0	2,5	4,0	2,5	4,0
Capaciteit per trap . .	μF	0,04	0,125	0,2	0,04	0,125	0,2	0,125	0,2	0,125	0,2	0,125	0,2	0,125	0,2
Totale energie	kWsec	3,2	10	16	4,8	15	24	20	32	30	48	40	64	50	80
Totale capaciteit . . .	10^3 pF	10	30	50	7	20	33	16	25	10	17	8	12,5	6,25	10
Cap. bij $^1/_2$ spanning .	10^3 pF	40	125	200	27	85	130	62,5	100	40	70	30	50	25	40
Cap. bij $^1/_4$ spanning .	10^3 pF							250	400	170	270	125	200	100	160
Cap. bij 200 kV . . .	10^3 pF	160	500	800	240	750	1200	1000	1600	1500	2400	2000	3200	2500	4000
Hoogte	m	2,3	2,3	2,6	3,0	3,0	3,4	3,7	4,2	5,1	5,8	6,5	7,4	7,9	9,0
Min. hoogte v. h. vertrek	m	3,3	3,3	3,6	4,5	4,5	4,9	5,7	6,2	8,1	8,8	10,5	11,4	13,0	14,0
Gewicht	kg	1200	1700	1800	1500	1950	2100	2200	2400	2700	3000	3200	3600	3700	4200

heden geteekend voor het geval van een generator met 8 trappen, dus voor 1600 kV. De schakelarmen met gelijke volgnummers, zie fig. 4*a*, worden door een gemeenschappelijke stang bediend (ze liggen tengevolge van de schroefvormige constructie loodrecht boven elkaar). Door stang *I* worden de condensatoren *1* met *2*, en *5* met *6* parallel geschakeld, terwijl door stang *III 3* met *4*, en *7* met *8* worden parallel geschakeld, zie fig. 4*b*. Bij halve spanning is nu een viervoudige capaciteit verkregen. Worden nu ook met behulp van stang *II* de condensatoren *2* met *3*, en *6* met *7* parallel geschakeld (fig. 4*c*), dan zijn er twee groepen van telkens vier parallelle condensatoren ontstaan, zoodat $^1/_4$ gedeelte van de totale spanning bereikt kan worden (400 kV) met 16 maal de oorspronkelijke capaciteit. Tenslotte kan door stang *IV* ook *4* en *5* parallel geschakeld worden (fig. 4*d*), zoodat een stootspanning van 200 kV met 64 maal grootere capaciteit wordt verkregen.

Het is duidelijk, dat alle schakelmogelijkheden slechts tot hun recht komen bij nominale spanningen, die een veelvoud van 800 kV bedragen, dwz. wanneer het aantal trappen een veelvoud van vier bedraagt. De tabel I geeft een overzicht van de spanningen en capaciteiten, die door omschakelen kunnen worden verkregen.

Fig. 5 is een foto van een omschakelbare stootgenerator voor 16 kWsec in de tegenwoordige vorm, met groote „Philite"-cylinders. De in tabel I aangegeven afmetingen hebben betrekking op deze uitvoering.

De schakelarmen worden vanaf de schakellessenaar electrisch bediend. De gewenschte serieparallelschakeling wordt verkregen na het omleggen van een handgreep in de voetplaat van de generator, welke alleen bediend kan worden, nadat de installatie volledig is geaard.

Om ook met parallelgeschakelde stootcondensatoren steeds eenzelfde vorm van de stootgolf te verkrijgen, moeten de waarden van de ontlaadweerstand R_e, dempweerstand R_d en eindcondensator C_e ($\sim C_p$) overeenkomstig de reeds vermelde formules aan de verkregen grootere stootcapaciteit C_s worden aangepast. Voor het behoud van de

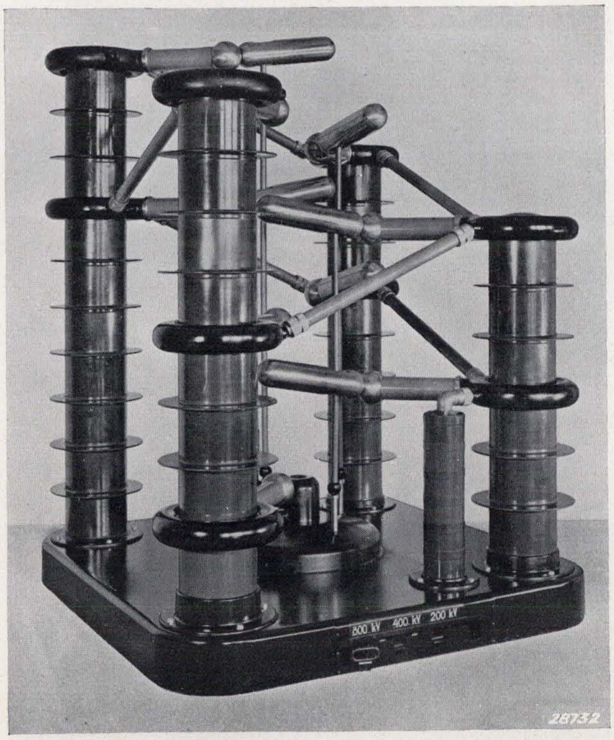


Fig. 5. Stootgenerator met een stootenergie van 16 kWsec, omschakelbaar voor 800, 400 en 200 kV (met resp. 0,05, 0,2 en 0,8 μF) in de tegenwoordige vorm, met groote „Philite"-cylinders. Hoogte 2,60 m.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

oorspronkelijke halveeringstijd van de spanningsrug bij de parallelgeschakelde stootcondensatoren moet de weerstandswaarde van de ontlaad- (eind-) weerstand overeenkomstig formule (2) worden verminderd. Uit de fig. 4 blijkt, dat bij het parallel schakelen der stootcondensatoren een gedeelte van de ontlaadweerstand (tevens laadweerstand) wordt kortgesloten. Dit is echter niet voldoende; er moet bovendien nog een hulp-eindweerstand (in fig. 4*b* met R_h aangeduid) aan het proefobject worden parallel geschakeld. Aangezien de waarde van de dempweerstand, zooals boven werd uiteengezet, niet méér dan 10% van die van de eindweerstand mag bedragen, moet bij de omschakeling ook de dempweerstand verkleind worden. Zooals in fig. 4 te zien is, worden de deelen van de dempweerstand automatisch tezamen met de bijbehoorende stootcondensatoren parallel geschakeld. Door verandering van R_d wordt nu echter volgens formule (1) de fronttijd van de stootgolf beïnvloed: Om de normale fronttijd te behouden, zou ook de eindcondensator op overeenkomstige wijze als de dempweerstand gedeeld en de deelen parallel geschakeld moeten worden. Eenvoudiger is het echter vaak, een zoodanige hulpcondensator (in fig. 4*b* met C_h aangeduid) bij te schakelen, dat de oorspronkelijke fronttijd weer hersteld is.

De hulpcondensator C_h en de hulpweerstand R_h zijn niet tot een geheel gecombineerd, om bij proefobjecten met groote eigen capaciteit zoonoodig de hulpcondensator achterwege te kunnen laten of door een kleinere te kunnen vervangen.

De hulp-eindweerstand, die bij de schakeling voor 200 kV wordt gebruikt, moet vrijwel de geheele stootenergie met de vereischte stootintervallen kunnen opnemen.

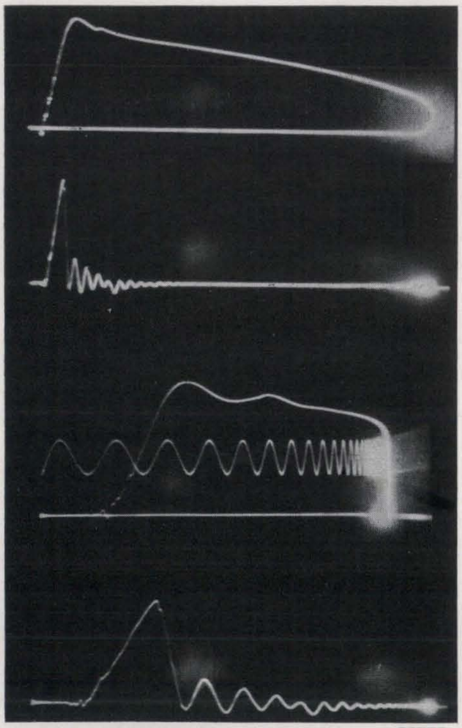
Het meten van de spanning

Voor het meten van het verloop van een spanningsstoot wordt thans algemeen de kathodestraaloscillograaf als het eenig bruikbare instrument erkend. Deze geeft niet alleen de topwaarde aan, maar stelt ons in staat, het geheele verloop van de spanningsgolf te volgen. Vanzelfsprekend moet de aanwijzing een getrouwe weergave van het te meten verschijnsel zijn. Aangezien het hier een éénmalig, aperiodiek verschijnsel geldt van zeer korte duur, verdient het gebruik van een weerstandspotentiometer de voorkeur boven een capacitieve spanningsdeeler, zooals hier en daar wordt toegepast. Het spreekt vanzelf, dat de meetweerstand slechts een minimale zelfinductie mag bezitten. De gewone methoden om de laatste te meten zijn onbruikbaar wegens de te groote demping. Voor het bepalen van de zelfinductie van het gebruikte type meetweerstand werd daarom een model gemaakt, waarbij met behoud van de geometrische vorm (die immers in eerste instantie de zelfinductie bepaalt) het weerstandsdraad werd vervangen door koperdraad.

In hoeverre met de gebruikte meetweerstand een zuivere afbeelding is verkregen blijkt het duidelijkst uit een oscillogram zooals in *fig. 6*, waarin een doorslag in de top van een spanningsstoot, naast een oscillogram van een normale golf, is weergegeven.

Behalve de stootspanning zelf kan ook de oplaadspanning gemeten worden. Dank zij de éénpolige schakeling van de laadgenerator is het mogelijk met behulp van een zeer groote serieweerstand de laadspanning van de stootcondensatoren direct op een voltmeter op de schakellessenaar af te lezen. Dit geeft een vollediger en nauwkeuriger contrôle van de spanning tijdens het laden dan het meten van de vonklengte, waarbij slechts de topwaarde van de laadspanning bepaald kan worden.

a)
b)
c)
d)



28755

Fig. 6. *a*) Oscillogram van een normale 1,0/50 stoot (fronttijd 1,0 μsec, halveeringstijd 50 μsec). *b*) Oscillogram van dezelfde stoot met doorslag bij de spanningstop. *c*) Als *a*), met grootere tijdschaal. *d*) Als *b*), met grootere tijdschaal. De tijdschaal is verkregen door de exponentieel afnemende spanning bij ontlading van een condensator; de tijd wordt afgelezen met behulp van een, in *c* mede opgenomen, sinustrilling van 10^6 per/sec, waarbij dus één periode 1 μsec aangeeft.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

1299: J. van Niekerk und F. Franken: Hypervitaminosis-D durch große Gaben tierischen, antirachitischen Vitamins an Küken (Act. brevia Neerl. **8**, 13 - 15, Febr. 1938).

In dit artikel wordt de invloed nagegaan van overmatig groote doses antirachitisch vitamine van dierlijke oorsprong op de groei en sterfte van kuikens.

1300: J. D. Fast: Spanlose Formung von Zirkon und Titan (Metallwirtschaft **17**, 459 - 462, Apr. 1938).

In dit artikel wordt het verwerken behandeld van staven duktiel zirconium en titanium tot platen en draden van bijv. slechts 30 μ dikte. Verschillende eigenschappen van zirconium zijn bepaald, o.a. trekvastheid en rek. Deze metingen werden verricht zoowel aan koud vervormde platen en draden als ook aan materiaal, dat na deze koude bewerking bij verschillende temperaturen was uitgegloeid. In samenhang met röntgenografische bepalingen krijgt men zoo een overzicht van de structuurveranderingen, die bij het uitgloeien optreden.

1301: M. J. O. Strutt and K. S. Knol: On the absolute measurement of alternating currents and the calibration of thermocouples in the decimeter-wave-range up to 500 megacycles per second (Physica **5**, 205 -214, Apr. 1938).

Met behulp van een diode-voltmeter, die bij 60 MHz ongeveer tot op 1% nauwkeurig aanwijst, wordt aangetoond, dat thermokruisen van verschillende uitvoeringsvorm tot 60 MHz de absolute waarde van een wisselstroom bij gebruik van hun ijkkromme voor gelijkstroom aangeven met een fout van hoogstens 2%. Bij frequenties tot 500 MHz wordt voor het ijken van thermokruisen en voor het absoluut meten van wisselstroomen een hittedraad luchtthermometer volgens Scheibe gebruikt. Met deze hulpmiddelen en een geschikt aangebrachte brug van Lecher kan men wisselstroomen van eenige mA bij 500 MHz binnen 5% en bij 325 MHz binnen 1% nauwkeurig meten. De aanwijsfouten van speciaal geconstrueerde thermokruisen liggen eveneens binnen deze grenzen.

1302: F. M. Penning: The energy balance for an infinitely small electron current in a uniform electric field (Physica **5**, 286 - 297, Apr. 1938).

Voor neon, argon, mengsels van neon en argon, en voor stikstof en waterstof wordt, met het quotiënt van veldsterkte en gasdichtheid als parameter, berekend, welke gedeelten van de door een oneindig kleine electronenstroom in een homogeen veld opgenomen energie verbruikt worden voor energie-overdracht door elastische botsingen, voor aanslag van hoogere electronen- en vibratietoestanden, voor ionisatie en voor het versnellen der electronen.

1303: W. G. Burgers and J. J. A. Ploos van Amstel: Electronoptical observation of metal surfaces III. Crystal growth and allotropic transition in zirconium (Physica **5**, 305 - 312, Apr. 1938).

Met behulp van de electronenmicroscoop werd waargenomen, dat bij temperatuurverlaging onder het overgangspunt de cubische β-kristallieten van zirconium overgaan in een lamellaire, hexagonale α-textuur, waarvan de lamellen verschillend zijn voor elk gebied, waar zich eerst een bepaalde β-kristalliet bevond. Deze α-textuur herinnert aan die van martensitische staalsoorten. Bij verhooging van de temperatuur krijgt men de oorspronkelijke β-kristallieten terug, die weer in practisch dezelfde α-lamellen zijn over te voeren, enz. Uit dit gedrag volgt, dat wij te maken hebben met een homogene vormverandering van samenhangende roostergebieden, die door afschuiven en rek in bepaalde kristallografische richtingen van de eene toestand in een andere overgaan en omgekeerd, zoodat dit geheele proces veel gelijkt op de wijze, waarop martensitische naalden in staal ontstaan. Bij temperaturen boven 1150 °C vertoonen de β-kristallieten een kristalgroei, waarbij de groeisnelheid der individueele β-kristallieten beïnvloed kan worden door een tijdelijke overgang in de α-modificatie te bewerkstelligen.

1304: W. G. Burgers and J. J. A. Ploos van Amstel: Electronoptical observation of metal surfaces IV. Appearance of „lines" of high emissivity on nickeliron crystals (Physica **5**, 313 - 319, Apr. 1938).

Een door strontium en barium geactiveerd kristal nikkelijzer vertoont in het electronenmicroscoop een „normaal" emissiepatroon volgens zijn kristalstructuur. Wordt nu een nieuwe hoeveelheid strontium en strontiumoxyde op de kathode gebracht, terwijl deze bij ongeveer 900 °C gloeit, dan neemt

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

de emissie niet alleen in sterkte toe over het geheele kathode-oppervlak, maar zij wordt bovendien buitengewoon sterk in afzonderlijke punten, die volgens evenwijdige lijnen zijn gerangschikt. De richting van deze lijnen hangt samen met de oriëntatie van het kristalrooster, hetgeen o.a. daaruit blijkt, dat de lijnen meestal van de eene kristalgrens naar de andere loopen. Wanneer verder door kort verhitten op een hoogere temperatuur het overschot aan activeerende stof is verwijderd, waarna men weer onder dezelfde omstandigheden activeerende atomen op het oppervlak heeft gebracht, komen de lijnen ook weer te voorschijn met practisch dezelfde richting.

1305: J. H. de Boer and J. D. Fast: The diffusion of hydrogen through regenerated cellulose and some cellulose derivates (Rec. Trav. chim. Pays Bas **57**, 317 - 332, Apr. 1938).

Bij het diffundeeren van waterstof door metalen worden de moleculen gesplitst in atomen. In andere media, zooals bijv. acetylcellulose, lost waterstof in de vorm van moleculen op, zoodat men daarbij ook een diffusie van moleculen, dwz. evenredig met de gasdruk, kan verwachten. Op grond van de structuur van cellulose en van cellulosederivaten kan men er reeds op voorbereid zijn, dat de diffusie door de cellulosederivaten gemakkelijker plaats vindt dan door cellulose zèlf. Door nitro- en acetylcellulose diffundeert vrijwel geen lucht maar wèl waterstof. Geregenereerde cellulose is voor beide gassen practisch ondoorlaatbaar.

Er werd onderzocht, hoe de diffusiesnelheid van waterstof afhangt van de temperatuur. Voor nitrocellulose werd de afhankelijkheid van de druk nagegaan, waarvoor evenredigheid werd vastgesteld. Voor nitrocellulose blijkt de diffusie practisch dezelfde te zijn als voor technisch celluloid. De, ten opzichte van geregenereerde cellulose verhoogde, doorlaatbaarheid voor waterstof blijkt bij acetylcellulose niet aan een kleinere activeeringsenergie te moeten worden toegeschreven, maar aan een grooter aantal voor diffusie in aanmerking komende wegen per cm^2, hetgeen misschien veroorzaakt wordt door een kleinere grootte der micellen. Bij nitrocellulose speelt mede een kleinere activeeringsenergie een rol.

1306: E. J. W. Verwey and J. H. de Boer: Dilatancy (Rec. Trav. chim. Pays Bas **57**, 317 - 322, Apr. 1938).

Een plastische massa van bijv. ijzerpoeder met een niet-polaire vloeistof kan men met een spoortje oliezuur vloeibaar maken. De zoo verkregen vloeistof kan dan nog belangrijk worden verdicht, dwz. dat de poederdeeltjes nog veel dichter opeengepakt worden. Verschillende andere stoffen vertoonen hetzelfde gedrag. De tot de juiste concentratie verdichte vloeistoffen vertoonen op treffende wijze het door Osborne Reynolds beschreven verschijnsel van vast worden onder invloed van snelle en sterke vervormingen, de zg. „dilatancy".

Uit de onderzoekingen schijnt een eenvoudige verklaring van dit merkwaardige verschijnsel te volgen. Het vast worden onder invloed van snelle en krachtige vervormingen vindt plaats, doordat de afstootende krachten tusschen de deeltjes, bijv. ten gevolge van de polaire laagjes van het oliezuur, plaatselijk worden overwonnen.

1307: J. F. Schouten: Properties of variable width sound film as an optical diffraction grating (Nature, London **141**, 914 - 915, Mei 1938).

Het toepassen van geluidsfilm als optisch buigingsrooster geeft aanleiding, de eigenschappen te onderzoeken der buigingsfiguren, die geleverd worden door geluidsfilm met variabele breedte van het geluidsspoor. Deze buigingsspectra zijn veel gecompliceerder dan die, welke geleverd worden door geluidsfilm met variabele doorlaatbaarheid van het spoor. Zij leveren echter eveneens een onmiddellijke analyse van het geluid in zijn verschillende componenten. De werking der gebruikelijke buigingsroosters berust op verandering hetzij van de amplitude hetzij van de fase van het invallende licht. Geluidsfilm met variabele doorlaatbaarheid van het geluidsspoor is identiek met het eerste type. Geluidsfilm met variabele breedte van het geluidsspoor is echter een derde, nieuw type van optische buigingsroosters.

1308*: F. A. Heyn: Radio-activity induced by neutrons (Diss. Delft 1938; 96 p.).

Beschreven worden twee toestellen voor het produceeren van neutronen met behulp van hooge spanningen (tot 600 kV). Met deze neutronen werden vele stoffen gebombardeerd, waarbij nieuwe radio-actieve kernen gevonden werden evenals een nieuw type reactie. Een overzicht wordt gegeven van de kernreacties, die verkregen kunnen worden door verschillende stoffen te beschieten met neutronen.

*) Van publicaties, gemerkt met een *, is geen voor verspreiding voldoend aantal overdrukken beschikbaar. Van de andere publicaties verstrekt de Administratie van het Natuurkundig Laboratorium, Kastanjelaan, Eindhoven, op aanvraag gaarne overdrukken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

1309: K. S. Knol, M. J. O. Strutt and A. van der Ziel: On the motion of electrons in an alternating electric field (Physica **5**, 345 - 373, Mei 1938).

Met een hoogvacuum electronenbuis, die bestaat uit een kathode, twee roosters en een anode, kan men, door de juiste wisselspanningen van hooge frequentie en gelijkspanningen aan te leggen, bereiken, dat een gedeelte der electronen een grootere snelheid verkrijgt, dan overeenstemt met de oogenblikkelijke waarde van de electrische potentiaal ter plaatse, waar zij zich bevinden. Uit de bewegingsvergelijkingen wordt een uitdrukking voor de kinetische energie der electronen afgeleid. Deze uitdrukking wordt nader besproken en toegepast op bijzondere gevallen. Bij vergelijken met de resultaten van metingen blijkt zij behoorlijke overeenstemming te leveren. Als toepassing wordt een nieuwe wijze van gelijkrichten van een wisselspanning van hooge frequentie beschreven.

1310: A. van Kreveld and J. A. M. van Liempt: Measurements on dark-room illumination (Physica **5**, 345 - 373, Mei 1938).

De voorwaarden worden onderzocht, waaraan donkere kamer-lampen moeten voldoen, teneinde met succes te kunnen worden gebruikt bij het ontwikkelen van negatieven. Voor de verschillende kleuren van groen tot donkerrood werd de gevoeligheid van het oog bepaald voor contrasten onder omstandigheden, zooals die in een donkere kamer voorkomen. De gevoeligheid van verschillende fotografische emulsies is gemeten voor het geheele zichtbare spectrum. Uit deze metingen is afgeleid, welke de gunstigste soort licht is voor orthochromatische en panchromatische emulsies. Tenslotte werd de energie berekend van een donkere kamer-lamp, die een ontoelaatbare afname van het fotografisch contrast veroorzaakt, waaruit tevens de kwaliteit van een willekeurige donkere kamerlamp volgt.

1311: R. Houwink: The yield value (Second report on viscosity and plasticity; Verh. kon. Ned. Akad. Wet. A'dam, afd. Natuurk., 1e Sect. **16**, No. 4, 185 - 240, 1938).

Dit voor de Kon. Ned. Akademie van Wetenschappen uitgebrachte rapport behandelt de vloeigrens, waaronder wordt verstaan de laagste schuifspanning, waarbij een stof blijvende vormveranderingen ondergaat en zich dus op niet-elastische wijze begint te gedragen. Voor eenige eenvoudige gevallen worden diagrammen gegeven voor de wijze, waarop de deformatie afhangt van de schuifspanning, waarna de experimenteele waarneembaarheid van de vloeigrens wordt gediscussieerd, benevens de voorwaarden, waaronder „vloeien" kan optreden. Een model wordt behandeld ter beschrijving van de plastische deformatie-verschijnselen, die kristallijne stoffen vertoonen. Besproken wordt, hoe de vloeigrens afhangt van de temperatuur en van de mate en snelheid van deformatie. De beteekenis van plaatsveranderingen der afzonderlijke atomen, ionen en moleculen, wordt belicht, waarna conclusies worden getrokken betreffende het plastische gedrag en de vloeigrens van kristallijne stoffen. Hierna wordt de vloeigrens van amorphe stoffen en van suspensies behandeld, terwijl tenslotte het verband tusschen vloeigrens en viscositeitscoëfficiënt wordt besproken.

1312: M. J. O. Strutt und A. van der Ziel: Messungen der komplexen Steilheit moderner Mehrgitterröhren im Kurzwellengebiet (El. Nachr. Techn. **15**, 103 - 111, Apr. 1938).

In het kort wordt uiteengezet, welke invloed een faseverschuiving tusschen roosterspanning en anodestroom bij ontvanglampen heeft op de stabiliteitsgrens van een versterkertrap en bij zendlampen op het opwekken van wisselspanningen. De meetinrichting en de foutenbronnen bij het meten van de complexe steilheid van meerroosterlampen in het gebied der korte golven worden besproken. De meetmethode vertoont gelijkenis met die van Llewellyn. De meetresultaten voor hoogfrequentiepenthoden worden gegeven en vergeleken met berekeningen, waarmee zij behoorlijk overeen blijken te stemmen. Ook worden nog meetresultaten aan hexoden in het kort besproken. Aan versterkerbuizen, die berusten op secundaire emissie zijn ook metingen van de phaseverschuiving der steilheid verricht, die behoorlijk overeenstemmen met de berekeningen. Het effect van een supra secundaire emissie volgens Malter wordt kort behandeld en gestaafd met metingen betreffende het afvallen der steilheid in het gebied der hooge frequenties. Tenslotte wordt de invloed besproken van de phaseverschuiving van de steilheid op de frequentie-afhankelijkheid van de karakteristieke admittanties der buizen, waarbij blijkt, dat vroeger door de schrijvers gegeven formules in de beschouwde benadering juist blijven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!